
Inelastische Streuung schneller Neutronen an ^{56}Fe

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades

Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

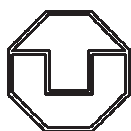
vorgelegt
der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technische Universität Dresden
von

Dipl.-Phys. Roland Beyer

geboren am 22. April 1981 in Sebnitz, Deutschland.

Eingereicht am 10. März 2014
Verteidigt am 24. November 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Cowan, TU Dresden
2. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber, TU Dresden



Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	2
2 Die Neutronen-Flugzeit-Anlage nELBE	8
2.1 Die Neutronen-Quelle	8
2.2 Die Detektor-Anordnung	12
2.3 Die Detektoren	13
2.4 Der Streuproben-Halter	16
2.5 Der Absorber-/Transmissionsproben-Halter	18
3 Die Datenaufnahme	21
3.1 Der Gesamtaufbau	21
3.2 Der Neutronenzweig	22
3.3 Der Photonen-Zweig	26
3.4 Die Trigger- und Totzeit-Logik	28
3.5 Die Datenaufnahme-Software	30
4 Die Datenanalyse	34
4.1 Dateneinlese	34
4.2 Detektorauswahl	36
4.3 TDC-Rohdaten und Bestimmung des Trigger-Detektors	36
4.4 Zeitreferenz und Flugzeitkalibrierung	38
4.5 Totzeit-Korrektur für Primär-Detektoren	40
4.6 Totzeit-Korrektur für Sekundär-Detektoren	44
5 Die Neutronen-Detektoren	51
5.1 Die Spaltkammer	51
5.2 Die Plastik-Szintillationsdetektoren	53
6 Die Photonen-Detektoren	72
6.1 Die einseitig ausgelesenen BaF ₂ -Szintillationsdetektoren	72
6.2 Die beidseitig ausgelesenen BaF ₂ -Szintillationsdetektoren	81
7 Charakterisierung des nELBE Neutronenstrahls	91
7.1 Messung des Strahlprofils	91
7.2 Bestimmung des Neutronenflusses	94
7.3 Das nELBE Neutronen-Energie-Spektrum	100
7.4 Das nELBE Neutronen-Spektrum	102
8 Inelastische Neutronen-Streuung	105
8.1 Messaufbau	105
8.2 Datenanalyse	107

8.3	Bestimmung des inelastischen Streuquerschnitts	109
8.4	Messung mit einem HPGe-Detektor	116
8.5	Vergleich der Messmethoden	120
8.6	Winkelverteilungen und -korrelationen	121
8.7	Zusammenfassung und Ausblick	125
Danksagung		126
A Verwendete Elektronik		127
B Vollständige Elektronik-Schemata		129
C Datenstruktur		131
D Bestimmung der Kinematik-Fenster		134
Literaturverzeichnis		145
Publikationen und Präsentationen		146
Erklärung		151

Zusammenfassung

An der Neutronen-Flugzeit-Anlage nELBE des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf sollen Reaktionsquerschnitte mit Relevanz für die nukleare Transmutation bestimmt werden. Die Transmutation hochradioaktiver Abfälle aus abgebrannten Brennelementen thermischer Kernreaktoren in schnellen Neutronenspektren hat das Potential die langlebige Radiotoxizität der Abfälle deutlich zu reduzieren. Zum grundlegenden Verständnis der Physik der Transmutation müssen sowohl Spalt- und Neutroneneinfang-Wahrscheinlichkeiten von Brennelementbestandteilen als auch inelastische Streuquerschnitte an Konstruktionsmaterialien im schnellen Neutronenspektrum mit möglichst kleinen Unsicherheiten bekannt sein.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung des inelastischen Neutronen-Streuquerschnittes mit Hilfe einer neu entwickelten Doppel-Flugzeit-Methode. Mit einem kombinierten Aufbau aus Plastik- und BaF₂-Szintillationsdetektoren werden die beim Streuprozess emittierten Neutronen und Photonen in Koinzidenz erstmalig nachgewiesen und dadurch der bei der Streuung angeregte Zustand des Zielkerns identifiziert.

An nELBE wird weltweit einzigartig der Elektronenstrahl eines supraleitenden Linearbeschleunigers, des ELBE-Beschleunigers, zur Erzeugung schneller Neutronen benutzt. Dieser wird auf einen Kreislauf flüssigen Bleis fokussiert, in dem die Elektronen Bremsstrahlung erzeugen, die wiederum Neutronen aus Bleikernen herauslöst. Durch die kurze Zeitdauer der Elektronenstrahlimpulse von ca. 5 ps kann mit einem kompakten Neutronenquellvolumen auch mit einer kurzen Flugstrecke eine gute Zeitaufösung erzielt werden. Das emittierte Neutronenspektrum hat eine einem Maxwell-Boltzmann-Spektrum ähnliche Verteilung und reicht von etwa 10 keV bis etwa 10 MeV. Bei einem verwendbaren Elektronenstrom von 15 μ A beträgt die Quell-Stärke etwa $1,6 \cdot 10^{11}$ n/s.

Die Neutronen werden kollimiert und auf eine Probe natürlichen Eisens geschossen, die bei einer Flugstrecke von etwa 6 m positioniert war. Die Probenposition ist von einem Array von bis zu 42 BaF₂-Szintillationsdetektoren zur Photonendetektion umgeben. In einem Abstand von 1 m sind fünf 1 m lange Plastik-Szintillationsdetektoren zum Neutronennachweis aufgebaut. Zur Bestimmung des einfallenden Neutronenflusses wurde eine ²³⁵U-Spaltkammer verwendet, die bei einer Flugstrecke von etwa 4,3 m zwischen Neutronenquelle und Probe aufgestellt war. Die Signale aller Detektoren werden von einer speziell dafür entworfenen VME-basierten Datenaufnahmeelektronik verarbeitet und die Zeit- und Ladungs-Werte bestimmt.

Aus dem Detektionszeitpunkt des Photons wird die Flugzeit und damit die Energie des einfallenden Neutrons bestimmt. Aus der Zeitdifferenz zwischen der Photonen- und Neutronendetektion ergibt sich die Flugzeit bzw. Energie des gestreuten Neutrons. Mit Hilfe von Kinematik-Rechnungen können die Ereignisse herausgefiltert werden, die der inelastischen Streuung unter Anregung eines bestimmten Kernniveaus eines bestimmten Isotops entsprechen. Aus dem Verhältnis von eingefallenem Neutronenstrom und nachgewiesenen Streueignissen jeder Kombination aus einem Plastik- und einem BaF₂-Szintillationsdetektor wurde entsprechend der Raumwinkelabdeckung der Detektoren der winkel- und energiedifferentielle inelastische Streuquerschnitt $d^3\sigma/dE_n d\Omega_n d\Omega_\gamma$ bestimmt.

Kapitel 1

Einleitung

Eines der größten Probleme der friedlichen Nutzung der Kernenergie in derzeitigen Reaktoren ist die lange Abklingzeit des anfallenden radioaktiven Abfalls. Abgebrannte Brennstäbe bestehen wie in Abb. 1.1 dargestellt typischerweise zu 95,5 % aus ^{238}U . Die restlichen 4,5 %, also der Anteil, der im unbenutzten Zustand hauptsächlich aus ^{235}U bestand, enthalten in erster Linie kurzlebige und stabile Spaltprodukte. Nur etwa 1,2 % sind langlebige Isotope: Plutonium, Minore Actinide und langlebige Spaltfragmente. Diese haben Halbwertszeiten zwischen 10^4 und 10^6 Jahren und machen es notwendig eine sichere Endlagerung bis zu 10^6 Jahre zu gewährleisten.

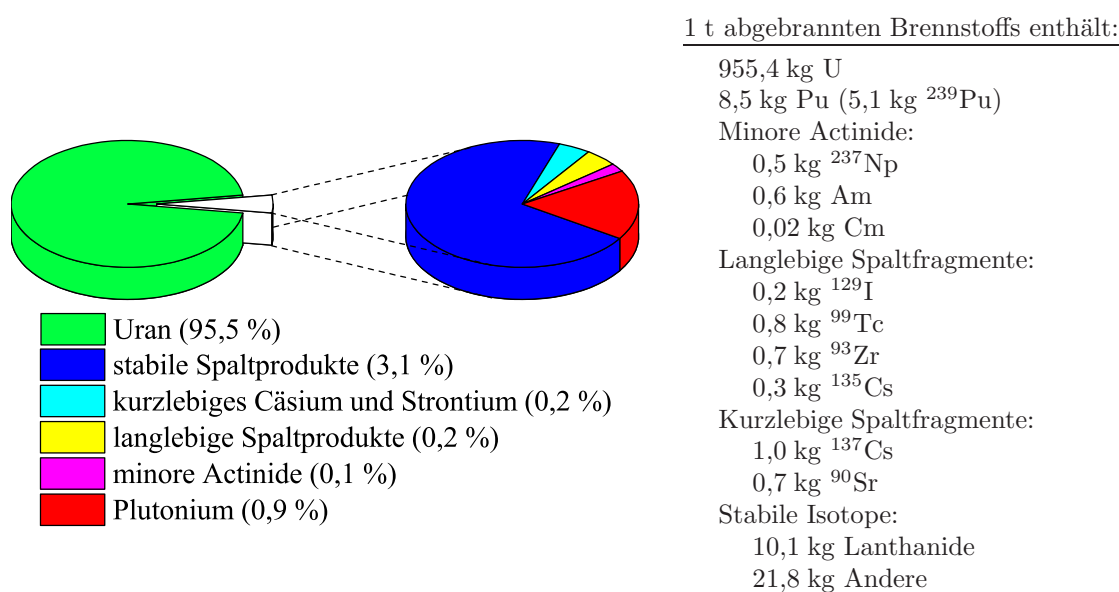


Abbildung 1.1: Zusammensetzung von benutztem Uranoxid-Kernbrennstoff nach einem Abbrand von 33 Gigawatttagen pro Tonne in einem Druckwasserreaktor nach der Entnahme und 10 Jahren Abkühlzeit (nach [Sal11]).

In Abb. 1.2 ist der Abfall der Radiotoxizität des abgebrannten Brennstoffs über der Zeit nach Entnahme aus dem Reaktor dargestellt. Es wird deutlich, dass die Gesamtradiotoxizität des Materials erst nach ca. 300.000 Jahren wieder auf das Niveau des für die Herstellung der Brennstäbe verwendeten natürlichen Urans abgeklungen sein wird. Diese lange Abfallszeit wird vor allem durch das enthaltene Plutonium und die Minoren Actiniden verursacht. Es wird auch klar, dass wenn man diese Isotope aus dem Material herauslöst, die Radiotoxizität nur noch von den langlebigen Spaltprodukten bestimmt wird und schon nach 300 Jahren das Niveau des natürlichen Urans erreicht.

Dies ist das Ziel von „Partitionierung und Transmutation“. Partitionierung ist die chemische Abtrennung von Plutonium und Minoren Actiniden aus dem Verbund der abgebrannten

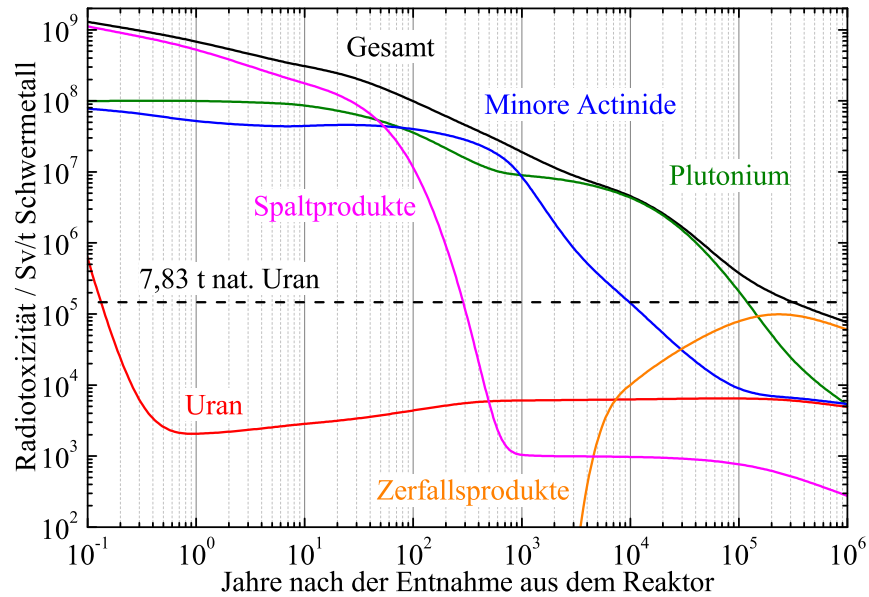


Abbildung 1.2: Radiotoxizität abgebrannten Kernbrennstoffs und seiner Bestandteile. Die Kurven wurden mit dem Computerprogramm KORIGEN¹ [Fis83] für 1 t zu 4,5 % angereicherten Uranoxid-Brennstoffs nach einem Abbrand von 55 MWd/kg in einem Druckwasserreaktor berechnet.

Brennstäbe und Transmutation ist die kernphysikalische Umwandlung der langlebigen Radionuklide in kurzlebige. Mögliche zukünftige Anlagen, in denen Transmutation stattfinden soll, sind Generation IV Kernreaktoren und sogenannte beschleunigergetriebene Systeme (accelerator driven systems, ADS) [DOE, NEA06, Sal98]. Generation IV Kernreaktoren sind Reaktoren, die darauf ausgelegt sind Energie aus der Kernspaltung nachhaltiger, sicherer und mit geringer Kernabfallproduktion als heutige Reaktortypen zu gewinnen. Ein ADS ist eine Kombination aus einem Protonenbeschleuniger, einem Spallationstarget und einem unterkritischen Reaktorkern und ist hauptsächlich auf die Transmutation des bereits vorhandenen radioaktiven Abfalls eingerichtet, liefert dabei aber auch elektrische Energie. Insbesondere für ein Land wie Deutschland, das den Ausstieg aus der Kernenergie beschlossen hat, könnte die Entwicklung einer Transmutationstechnologie basierend auf einem ADS eine wichtige Alternative zur direkten Endlagerung des hochradioaktiven Abfalls darstellen [NEA09].

Sowohl das ADS als auch die meisten Generation IV Reaktortypen bedienen sich eines schnellen Neutronenspektrums für ihren Betrieb. In dem in heutigen Kernkraftwerken verwendeten moderierten, niederenergetischen Neutronenspektrum sind Neutroneneinfangreaktionen gegenüber der neutroneninduzierten Spaltung aufgrund ihres höheren Querschnitts bevorzugt. Besonders für Nuklide mit gerader Neutronenanzahl reicht die beim Neutroneneinfang frei werdende Energie nicht aus, um die Spaltbarriere des entstandenen Compoundkerns zu überwinden. In einem schnellen Reaktor, der das unmoderierte, hochenergetische Spektrum der Spaltneutronen verwendet, ist dagegen aufgrund der zusätzlich zur Verfügung stehenden kinetischen Energie die Spaltung möglich und bevorzugt. Dies ist für das Beispiel von ^{238}U in Abb. 1.3 veranschaulicht. In moderierenden Kernreaktoren hat dies zur Folge, dass durch den sukzessiven Neutroneneinfang und β^- -Zerfall schwere langlebige Nuklide gebildet und angesammelt werden. In einem unmoderierten Spektrum würden diese Kerne auch gespalten werden. Obendrein kann in einem schnellen Reaktor auch das im natürlichen Uran überwiegende ^{238}U ohne vorherige Anreicherung gespalten und zur Energiegewinnung benutzt werden.

Zur Entwicklung zukünftiger Transmutationstechnologien müssen komplexe Neutronentransportrechnungen unter Berücksichtigung der thermohydraulischen Eigenschaften des Re-

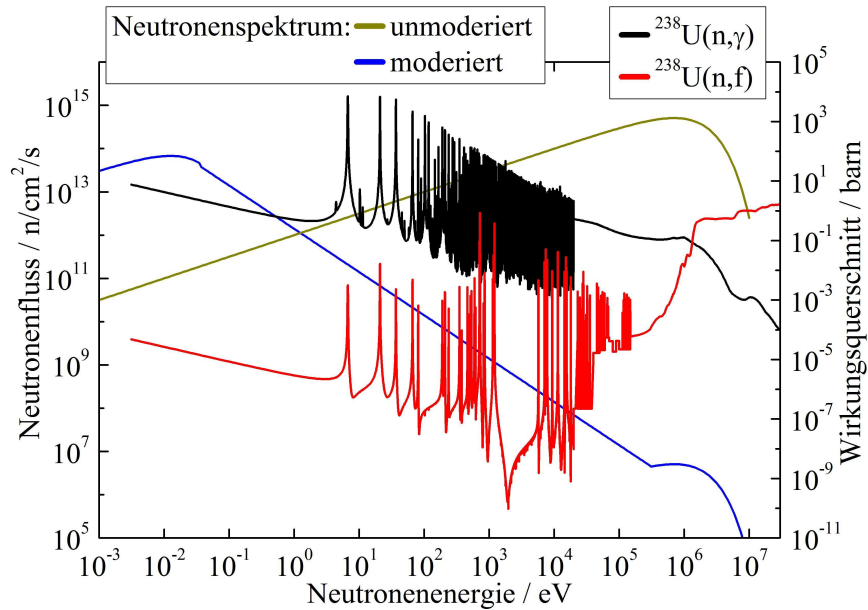


Abbildung 1.3: Vergleich der Wirkungsquerschnitte der neutroneninduzierten Spaltung und des Neutroneneinfangs von ^{238}U [ENDF] mit dem Spektrum eines thermischen bzw. eines schnellen Reaktors. In einem moderierten Spektrum dominiert der Neutroneneinfang während hochenergetische Neutronen über 1MeV bevorzugt Spaltungen auslösen.

aktorkerns durchgeführt werden. Grundlage dafür sind präzise Daten von alle auftretenden, neutroneninduzierten Kernreaktionen. Viele der nötigen Reaktionsquerschnitte sind jedoch schlecht oder gar nicht bekannt. Die „Working Party on International Evaluation Co-operation of the NEA Nuclear Science Committee“ (WPEC) der Nuclear Energy Agency (NEA) hat dazu Berichte verfasst, in denen die aktuelle Datenlage untersucht wurde und diejenigen Kernreaktionen identifiziert wurden, deren gemessene Wirkungsquerschnitte Unsicherheiten aufweisen, die ungenügend für die durchzuführenden Berechnungen sind [Sal08, Har14].

In Tab. 1.1 sind die wichtigsten dieser Reaktionen zusammengestellt. Die Liste umfasst sowohl Nuklide, die Bestandteil der Brennelemente bzw. des radioaktiven Abfalls sind, als auch Kerne, die als Kühlmittel oder Konstruktionsmaterialien in Frage kommen. An Reaktionstypen findet man die neutroneninduzierte Spaltung, den Neutroneneinfang und die inelastische Neutronenstreuung. Sämtliche Wirkungsquerschnitte benötigen eine Verbesserung der Unsicherheiten im Neutronenenergiebereich von einigen 10 keV bis zu wenigen MeV.

Die Neutronenquelle der Flugzeitanlage nELBE am supraleitenden Elektronenbeschleuniger ELBE des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorfs deckt diesen Energiebereich ab. Daher konzentriert sich das Forschungsprogramm an nELBE auf die Messung der durch den WPEC Bericht [Sal08] bzw. die auf der „NEA Nuclear Data High Priority Request List“ [HPRL] benannten Reaktionsquerschnitte. Totale Neutronenquerschnitte wurden bereits erfolgreich vermessen [Han13] und erste Testmessungen von Spaltquerschnitten wurden durchgeführt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der inelastischen Neutronenstreuung an ^{56}Fe . Diese Reaktion ist nach dem WPEC-Bericht mit einer Unsicherheit von 16-25 % bekannt, sollte aber auf 3-6 % genau vermessen werden. Eisen ist als Bestandteil vieler Konstruktionsmaterialien, z.B. in Form von Reaktorbauteilen und Druckbehälter, essentiell für den Bau einer Transmutationsanlage. Inelastische Streuung bedeutet, dass ein Neutron das auf einen Kern stößt, einen Teil seiner Energie auf den Kern überträgt und ihn auf ein gewisses Kernniveau anregt. Das Neutron fliegt mit entsprechend verringerter Energie und

		Energy Range	Current Accuracy (%)	Target Accuracy (%)
U238	σ_{inel}	$6.07 \div 0.498 \text{ MeV}$	$10 \div 20$	$2 \div 3$
	σ_{capt}	$24.8 \div 2.04 \text{ keV}$	$3 \div 9$	$1.5 \div 2$
Pu241	σ_{fiss}	$1.35 \text{ MeV} \div 454 \text{ eV}$	$8 \div 20$	$2 \div 3$ (SFR,GFR, LFR) $5 \div 8$ (ABTR, EFR)
Pu239	σ_{capt}	$498 \div 2.04 \text{ keV}$	$7 \div 15$	$4 \div 7$
Pu240	σ_{fiss}	$1.35 \div 0.498 \text{ MeV}$	6	$1.5 \div 2$
	ν	$1.35 \div 0.498 \text{ MeV}$	4	$1 \div 3$
Pu242	σ_{fiss}	$2.23 \div 0.498 \text{ MeV}$	$19 \div 21$	$3 \div 5$
Pu238	σ_{fiss}	$1.35 \div 0.183 \text{ MeV}$	17	$3 \div 5$
Am242m	σ_{fiss}	$1.35 \text{ MeV} \div 67.4 \text{ keV}$	17	$3 \div 4$
Am241	σ_{fiss}	$6.07 \div 2.23 \text{ MeV}$	12	3
Cm244	σ_{fiss}	$1.35 \div 0.498 \text{ MeV}$	50	5
Cm245	σ_{fiss}	$183 \div 67.4 \text{ keV}$	47	7
Fe56	σ_{inel}	$2.23 \div 0.498 \text{ MeV}$	$16 \div 25$	$3 \div 6$
Na23	σ_{inel}	$1.35 \div 0.498 \text{ MeV}$	28	$4 \div 10$
Pb206	σ_{inel}	$2.23 \div 1.35 \text{ MeV}$	14	3
Pb207	σ_{inel}	$1.35 \div 0.498 \text{ MeV}$	11	3
Si28	σ_{inel}	$6.07 \div 1.35 \text{ MeV}$	$14 \div 50$	$3 \div 6$
	σ_{capt}	$19.6 \div 6.07 \text{ MeV}$	53	6

Tabelle 1.1: Zusammenfassung der für schnelle Reaktoren wichtigsten Reaktionsquerschnitte, die einer Verbesserung der Unsicherheiten bedürfen (entnommen aus [Sal08]). Die „Target Accuracy“ ergibt sich aus der Analyse von Reaktorsimulationen in denen wichtigen integralen Parametern, wie z.B. Neutronenmultiplikationsfaktor, Reaktivitätskoeffizient und Kernbrennstoffnuklidvektor, bestimmte Unsicherheitsbereiche vorgegeben wurden.

einem gewissen Streuwinkel weiter und der gestoßene Kern relaxiert nach kurzer Zeit, meist innerhalb von Picosekunden, durch die Abstrahlung eines γ -Quants in seinen Grundzustand. Dieser Reaktionstyp ist sehr wichtig für die Transmutation, weil schnelle Neutronen durch ihn in kurzer Zeit einen Großteil ihrer Energie verlieren können, moderiert werden und damit nicht mehr für den Transmutationsprozess zur Verfügung stehen sondern ihm entgegenwirken, indem sie durch Neutroneneinfang wieder langlebige Nuklide produzieren.

Der evaluierte Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung von Neutronen an ^{56}Fe aus den Datenbanken JEFF-3.1.1 (Europa) [JEFF], ENDF/B-VII.1 (U.S.A.) [ENDF] und JENDL-4.0 (Japan) [JENDL] ist in Abb. 1.4 gezeigt. Bei niedrigen Neutronenenergien stimmen die drei Evaluierungen gut überein, wobei auffällt, dass die resonante Struktur in den verschiedenen Evaluierungen verschieden stark ausgeprägt ist. Oberhalb von 2100 keV sind in ENDF und JENDL die Querschnitte sehr viel glatter, wohingegen in JEFF noch resonante Strukturen aufgelöst sind. In der JEFF Evaluierung sind unveröffentlichte Daten aus einer Flugzeitmessung mit BaF_2 -Szintillationsdetektoren am GELINA Beschleuniger, Institut für Referenzmaterialien und Messungen, eingeflossen [Dup99]. Die beiden anderen Evaluierungen scheinen eine ältere Messung von Kinney und Perey [Kin77, Per71] stärker zu gewichten. Die drei gezeigten evaluierten Datensätze stimmen nur bis auf ca. 15 % überein. Ein Vergleich älterer, nicht hochauflösender Messungen findet sich in Abb. 9 von Kinney und Perey [Kin77]. Die Gruppe um Perey hat am Oak Ridge Electron Linear Accelerator (ORELA) in

den 1970er Jahren mehrere Experimente mit hoher Auflösung durchgeführt. Eine Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die inelastische Streuung am ^{56}Fe [Per71] wurde mit dem Neutroneneinfangexperiment am ORELA Beschleuniger durchgeführt. In einer weiteren Messung wurden die Querschnitte relativ zu $^7\text{Li}(n,n')$ und auch hochauflösende Winkelverteilungen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 1.5 im Vergleich zu den evaluierten Daten dargestellt. Da in diesen sehr gut dokumentierten Messungen Flüssigszintillatoren eingesetzt wurden, konnte nicht oberhalb des zweiten angeregten Zustands von ^{56}Fe (bei 2085 keV) gemessen werden, da eine Feedingkorrektur nicht möglich war. Auch der erste angeregte Zustand bei 1408 keV im ^{54}Fe konnte nicht aufgelöst werden. Am Karlsruher Isochron-Zyklotron wurde von Voß et al. [Vos71] mit einem Ge(Li) Detektor ebenfalls hochauflösend gemessen, siehe Abb. 1.5. Allerdings wurden dort keine Winkelverteilungen bestimmt und der totale Wirkungsquerschnitt aus dem partiellen Querschnitt bei 125° abgeleitet.

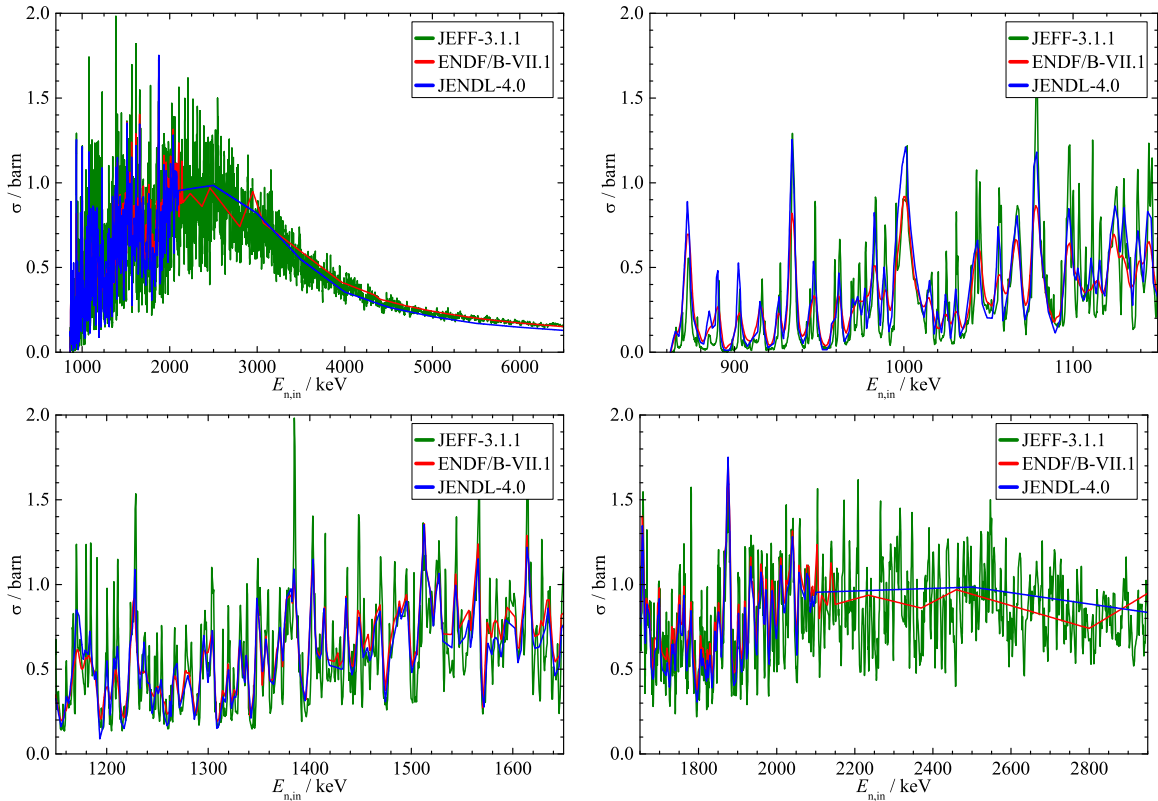


Abbildung 1.4: Evaluierte Wirkungsquerschnitte für die inelastische Neutronenstreuung an ^{56}Fe unter Anregung des ersten angeregten Zustandes von 847 keV. Dargestellt ist der Vergleich der Werte aus den Datenbanken JEFF-3.1.1 (Europa) [JEFF], ENDF/B-VII.1 (U.S.A.) [ENDF] und JENDL-4.0 (Japan) [JENDL] in verschiedenen Ausschnitten der Neutronenenergie.

In dieser Arbeit soll erstmals durch die koinzidente Messung der Flugzeit des einfallenden und des gestreuten Neutrons mit schnellen Szintillatoren eine hochaufgelöste Messung des inelastischen Streuquerschnitts durchgeführt werden, die keine Korrekturen durch Feeding Beiträge höherliegender Zustände benötigt. Eine doppelte Flugzeitmessung mit Flüssigszintillatoren zum Neutronennachweis und HPGe bzw. BaF₂-Szintillatoren zum Photonennachweis wurde bereits an der Weapons Neutron Research Facility (WNR) eingesetzt. Die Experimente FIGARO [Roc04] und CHi-NU wurden allerdings hauptsächlich zu Messung von Spaltneutronenspektren und $(n,xn\gamma)$ -Reaktionen eingesetzt. Die Flugzeitmessung mit einem HPGe-Detektor erlaubt eine Photonenenergieauflösung von wenigen keV, so dass die verschiedenen durch die Neutronenstreuung angeregten Kernzustände bereits durch ihre Energie identifiziert werden können. Allerdings limitiert die erreichbare Zeitauflösung von ca. 10 ns die Flugzeitmessung der Neutronen, so dass auf einer kurzen Flugstrecke keine resonanten

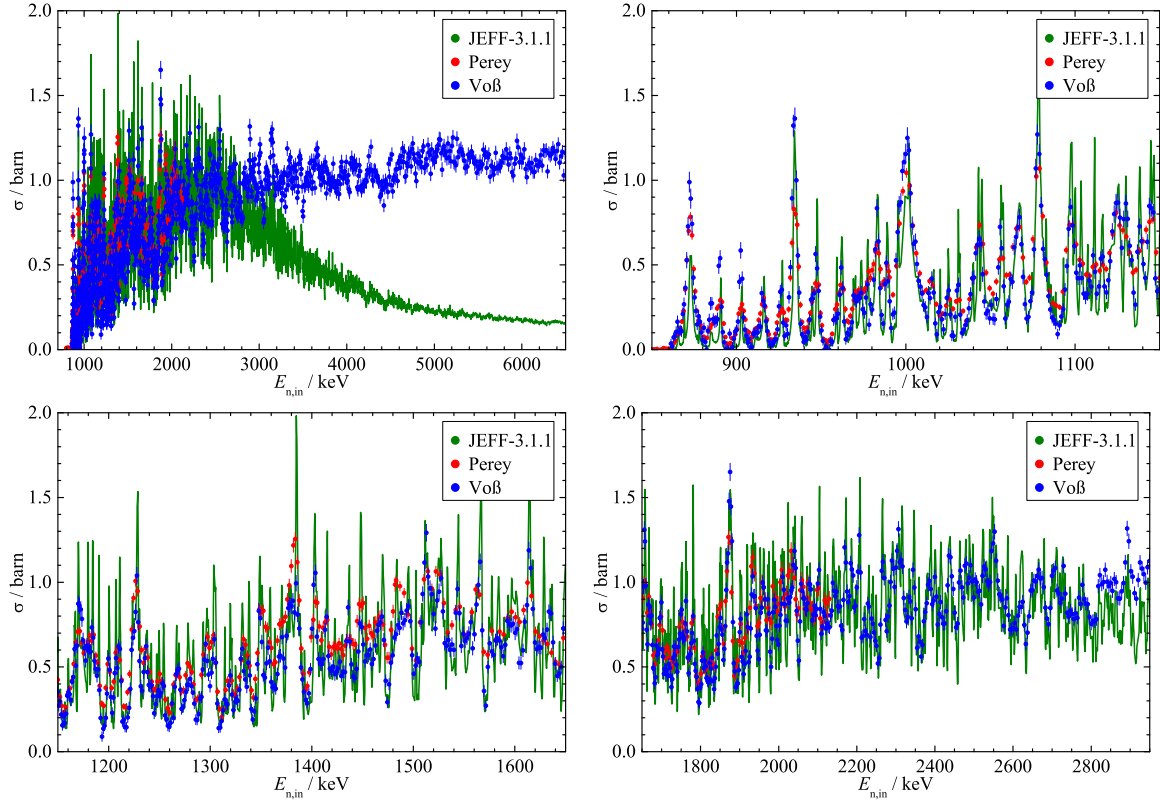


Abbildung 1.5: Evaluierter und gemessene Wirkungsquerschnitte für die inelastische Neutronenstreuung an ^{56}Fe unter Anregung des ersten angeregten Zustandes von 847 keV. Dargestellt ist der Vergleich der evaluierten Werte aus der Datenbanken JEFF-3.1.1 (Europa) [JEFF] mit den experimentellen Ergebnisse von Perey et al. [Per71] und Voß et al. [Vos71] in verschiedenen Ausschnitten der Neutronenenergie. Die Werte von Voß et al. geben den totalen inelastischen Streuquerschnitt an und setzen sich daher oberhalb der Schwelle für den zweiten angeregten Zustand von 2085 keV oberhalb der anderen Daten fort.

Strukturen im keV-Bereich aufgelöst werden können. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente erlauben einen genauen Vergleich beider Messmethoden.

In den folgenden Kapiteln wird nacheinander die nELBE Flugzeitanlage mit der Neutronenquelle und dem Detektoraufbau (Kap. 2), die Datenaufnahmeelektronik (Kap. 3) und die Datenanalyse (Kap. 4) beschrieben. Danach folgt die Auswertung von durchgeführten Messungen zur Bestimmung der Eigenschaften der Neutronen- (Kap. 5) und Photonendetektoren (Kap. 6) und des nELBE Neutronenstrahls (Kap. 7). In Kap. 8 erfolgt die Auswertung der Messung des inelastischen Streuquerschnitts von ^{56}Fe .

Kapitel 2

Die Neutronen-Flugzeit-Anlage nELBE

2.1 Die Neutronen-Quelle

Die „ELBE-Quelle“ [Gab00, Tei03] im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) ist die größte Forschungsanlage in Sachsen. Die Abkürzung ELBE bezeichnet den **E**lektronen **L**inearbeschleuniger für Strahlen hoher **B**rillanz und niedriger **E**mittanz, der monoenergetische Elektronenstrahlen von bis zu 40 MeV kinetischer Energie erzeugt. Der Elektronenstrahl wird hauptsächlich zur Erzeugung von Sekundärstrahlung genutzt. Dadurch steht an dem Beschleuniger ein breites Spektrum an Strahlungsarten bereit, angefangen mit Bremsstrahlungs- und quasimonochromatischen Röntgen-Photonen über Infrarot-FEL-Licht und gepulsten monochromatischen Positronen bis hin zu Neutronen (vgl. Abb. 2.1). Die für die verschiedenen Strahlungstypen wählbaren Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurde die Neutronen-Flugzeit-Anlage nELBE benutzt. Eine detailliertere Darstellung dieser Anlage ist in Abb. 2.2 zu sehen. Die Verwendung eines supraleitenden Elektronen-Beschleunigers zur Erzeugung von Neutronen ist weltweit einzigartig. Der Dauerstrich-Betrieb (cw, continuous wave) erlaubt sehr hohe Wiederholraten (typischerweise 100-200 kHz) zur Neutronenproduktion. Durch die kurzen, d.h. wenige ps langen, Elektronen-Impulse können mit einem kompakten Neutronenquellvolumen auch auf kurzen Flugstrecken von 6-10 m Flugzeitmessungen mit hoher Energie-

Tabelle 2.1: Auslegungsparameter des ELBE-Beschleunigers.

Parameter	Röntgenstrahlung (10–100 keV)	Bremsstrahlung (<20 MeV)	IR-FEL (3–230 μm), Positronen (1–30 keV)	Neutronen (10 keV –10 MeV)
Elektronenstrahlenergie / MeV	12–40	5.5–20	12–40	30
Max. Bunchladung / pC	0.77	77	120	120
Max. mittlerer Strahlstrom / μA	200	1000	1000	$\approx 0\text{--}15$
Mikropulslänge / ps	2	2	1–10	2
Mikropuls Wiederholfrequenz / MHz	260	13, 26	1–13	0.1–0.2
Makropulslänge / ms	0.1–40/cw	0.1–40/cw	0.1–40/cw	cw

auflösung durchgeführt werden

Zur Neutronenerzeugung wird der ELBE-Elektronenstrahl auf ein Molybdän-Röhrchen fokussiert, in dem flüssiges Blei fließt, das sogenannte Blei-Target. Im Blei werden die Elektronen abgebremst und emittieren Bremsstrahlung. Diese Bremsstrahlung erzeugt durch (γ, n) -Reaktionen an Blei-Kernen die gewünschten Neutronen.

Die bei diesem Prozess auf das Blei übertragene thermische Leistung reicht bei maximalem Strahlstrom aus, um es bis ca. 600 °C und damit weit über den Schmelzpunkt von 327 °C zu erhitzen. Ein festes Blei-Target würde demnach in kürzester Zeit schmelzen. Um trotzdem eine zeitlich konstante Neutronenproduktionsrate zu gewährleisten, wird deswegen von vornherein flüssiges Blei verwendet, das in einem Kreislauf am Interaktionspunkt mit dem Elektronen-Strahl aufgeheizt und in einem Wärmetauscher wieder abgekühlt werden kann [Alt07].

Die entstehenden Neutronen verlassen die Quelle isotrop. Der für Experimente genutzte Teil dieses Neutronenfeldes wird durch einen Kollimator in den angrenzenden Experimentierraum geführt. Der Kollimator ist 1 m von der Neutronenquelle entfernt und Experimentier- und Quellenraum sind durch eine 2,4 m dicke Wand bestehend aus 1,2 m Normal- und 1,2 m Schwerbeton von einander getrennt. Der Kollimator wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen dahingehend optimiert, dass ihn die Neutronen als räumlich definierten Strahl verlassen. Er besteht aus drei Gruppen aus jeweils einem Hohlzylinder aus boriiertem Polyethylen und einem aus Sicht der Quelle dahinter liegendem Blei-Hohlzylinder. Die Innendurchmesser der Hohlzylinder nehmen konisch mit dem Abstand von der Quelle von 2,0 cm am Eingang auf 3,0 cm am Ausgang des Kollimator zu.

Der Experimentierraum ist etwa 5,5 m lang und an seinem Ende ist ein Strahlfänger aufgebaut. In Abb. 2.3 ist der Aufbau des Strahlfängers skizziert. Er besteht aus boriiertem Polyethylen, das von einer 0,5 mm starken Schicht Cadmium und einer 7,5 bis 10 cm dicken Schicht Blei umhüllt ist. Der Gesamtdurchmesser beträgt 65 cm bei einer Gesamtlänge von 92,5 cm. Die Eingangsbohrung geht bis in eine Tiefe von 34 cm und hat einen Durchmesser von 10 cm. Auch der Strahlfänger wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen optimiert, um eine möglichst hohe Einfangwahrscheinlichkeit sowohl für Neutronen als auch Photonen zu erzielen.

Genaue Beschreibungen der Neutronenquelle, des Kollimators und des Strahlfängers sowie der entsprechenden Simulationsrechnungen finden sich in [Alt03], [Alt05] sowie [Klu07].

In Abb. 2.4 ist das am Kollimatoreingang zu erwartende Neutronenspektrum dargestellt. Es handelt sich hierbei um das Ergebnis von Simulationsrechnungen mit dem Programm MCNP [Bri00]. Das Spektrum deckt einen Energiebereich von etwa 1 keV bis 20 MeV ab. Dies entspricht dem Energiebereich von Spaltneutronen, der für Untersuchungen von transmutations-relevanten Reaktionen wichtig ist.

Integral erhält man aus den Simulationsrechnungen bei einer Elektronenstrahl-Energie von 30 MeV eine Neutronen-Quellstärke von $1,9 \cdot 10^{10}$ Neutronen pro Sekunde und μA Elektronenstrom. In einem typischen Experiment mit einer Flugstrecke von 6 m und einem Elektronenstrom von 15 μA entspricht dies einem auf die Probe fallenden Neutronenfluss von $6,3 \cdot 10^4$ Neutronen pro Sekunde und Quadratzentimeter. Das tatsächliche Energiespektrum und die räumliche Verteilung des Neutronenstrahls wurde im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmt, siehe Kap. 7.

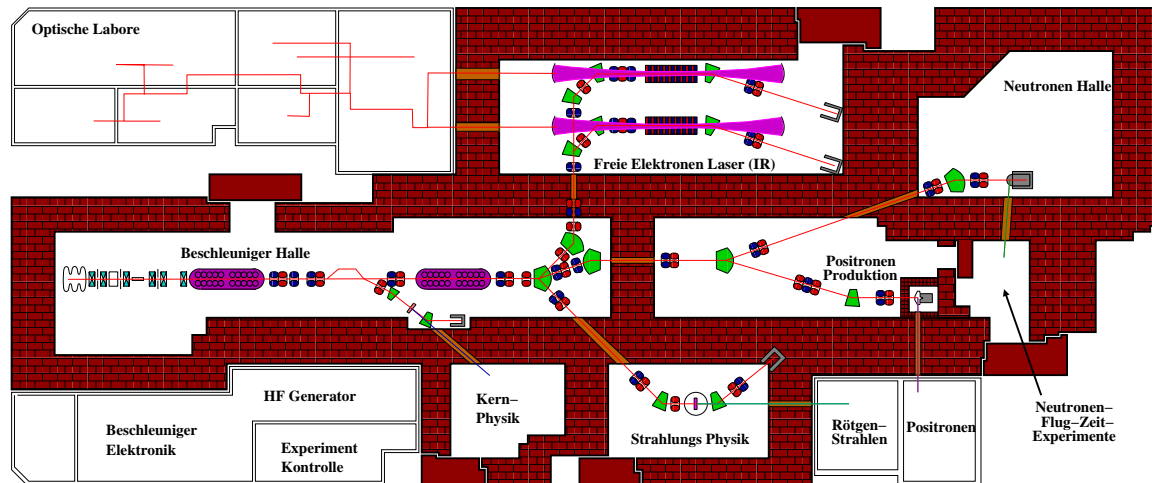


Abbildung 2.1: Grundriss des ELBE-Gebäudes [HZDR].

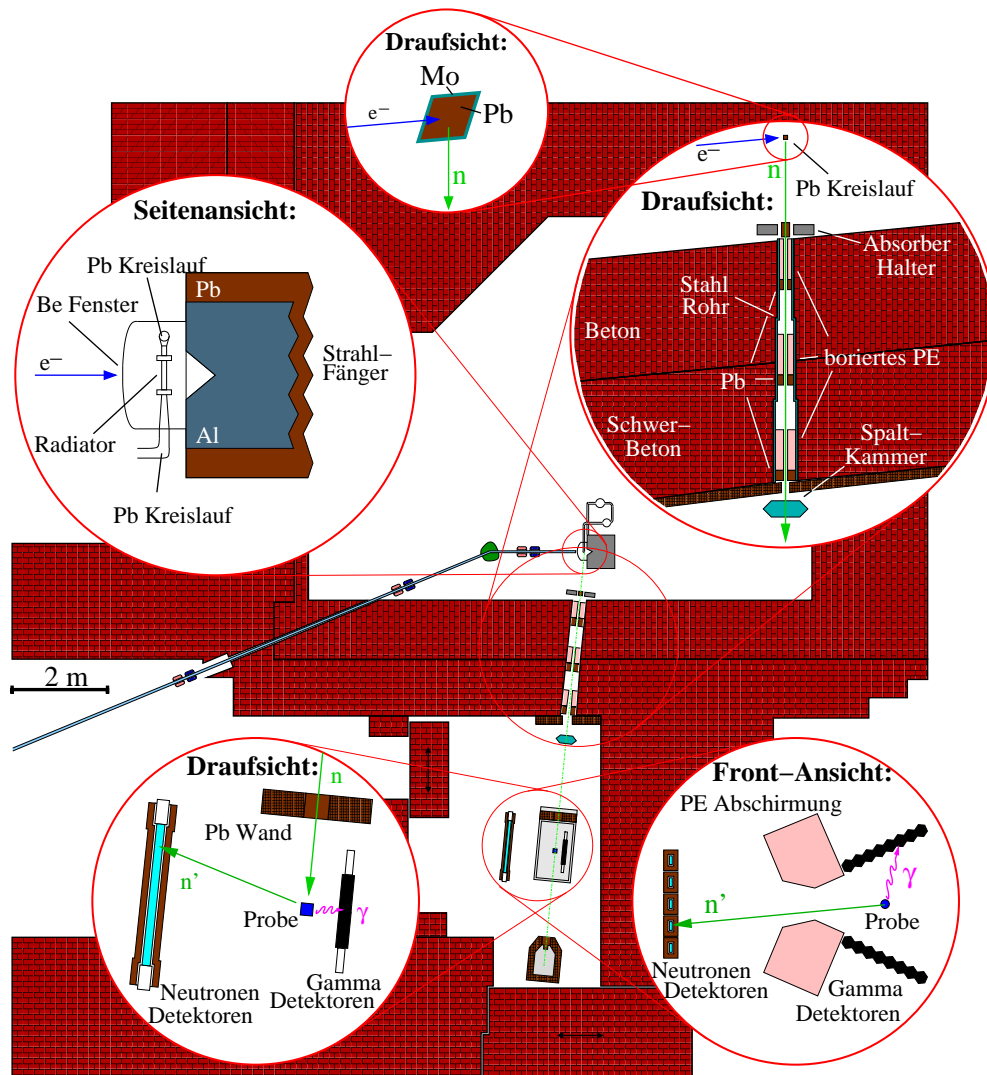


Abbildung 2.2: Die Neutronen-Flugzeit-Anlage nELBE mit Detaildarstellungen der Neutronenquelle (oben) und des Detektoraufbaus zur Messung der inelastischen Neutronen-Streuung (unten).



Abbildung 2.3: Skizze und Fotografie des Strahlfängers für Neutronen und Photonen aus boriertem Polyethylen, Cadmium und Blei.

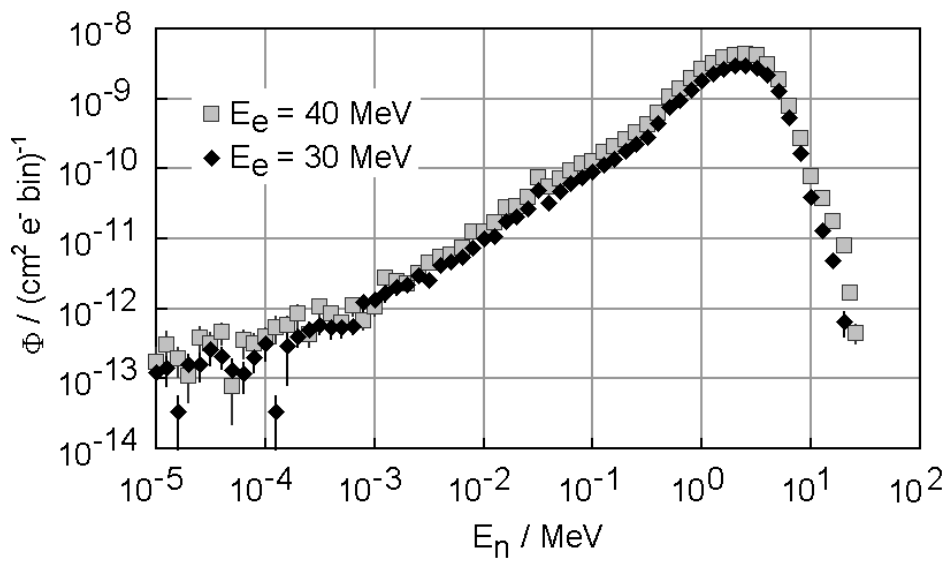


Abbildung 2.4: Das nELBE Neutronenspektrum bei verschiedenen Elektronenstrahl-Energien. Ergebnis von Simulationsrechnungen mit MCNP [Bri00] entnommen aus [Klu07]. Simuliert wurde das am Eingang des Kollimators eintreffende Neutronenspektrum pro gestartetem Elektron.

2.2 Die Detektor-Anordnung

Das Ziel von Experimenten an der nELBE-Anlage ist die Bestimmung von neutroneninduzierten Reaktionsquerschnitten in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Neutronen. Da Neutronen nur mit Atomkernen wechselwirken und z.B. Rückstoßkerne durch elastische Streuung erzeugen, ist es schwierig ihre Energie direkt, z.B. über Impulshöhen-Spektroskopie, zu bestimmen. Deswegen behilft man sich mit der Methode der Neutronen-Flugzeitmessung. D.h. man bestimmt den Zeitpunkt zu dem ein Neutron in der Quelle erzeugt wird und den Zeitpunkt zu dem es bei der zu untersuchenden Probe eintrifft. Aus dieser Zeitdifferenz, der Flugzeit, und der bekannten Flugstrecke kann man direkt die Geschwindigkeit des Neutrons und damit seine Energie bestimmen. Damit liegt die Aufgabe des zu entwickelnden Messaufbaus bei der möglichst genauen Bestimmung der entsprechenden Detektionszeitpunkte.

Effektiv steht im nELBE Experimentierraum eine Flugstrecke von 4,5 bis 7,5 m zur Verfügung. Um damit eine Energieauflösung $\Delta E/E$ von etwa 1 % bei einer Neutronenenergie E_n von etwa 2 MeV zu erreichen, benötigt man unter der Annahme einer Ortsauflösung von 2 cm eine Zeitauflösung von etwa 1 ns.

An der nELBE-Anlage stehen dafür zwei Typen schneller, d.h. mit hoher Zeitauflösung arbeitender, Detektoren zur Verfügung. Dies sind zum einen Plastik-Szintillationsdetektoren zum Nachweis der Neutronen und zum anderen BaF₂-Szintillationsdetektoren zum Nachweis von Photonen. Beide Typen bieten aufgrund der kurzen Fluoreszenzlebensdauern Zeitaufösungen im Bereich von wenigen hundert Picosekunden. Die physikalischen Eigenschaften der Szintillatormaterialien sind in Tab. 2.2 zusammengefasst. Außerdem kommt noch eine kalibrierte ²³⁵U-Spaltkammer [Gay90, Nol07] zum Einsatz, die von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) zur Verfügung gestellt wurde und die zur Bestimmung des absoluten Neutronenflusses verwendet wird.

Tabelle 2.2: Eigenschaften der verwendeten Szintillatormaterialien [Knoll].

	Plastik (EJ-200)	BaF ₂	
		schnell	langsam
Wellenlänge maximaler Emission / nm	425	220	310
Lichtausbeute / Photonen / MeV	10574	1400	9500
Zerfallskonstante / ns	2,1	0,6	630
Anstiegszeit / ns	0,9	k.A.	
Brechungsindex	1,58	1,56	
Dichte / g/cm ³	1,02	4,89	

Je nachdem welche Reaktion untersucht werden soll, werden diese Detektoren entsprechend angeordnet. In Abb. 2.5 sind die Anordnungen für die Messung des totalen Neutronenquerschnitts bzw. des inelastischen Neutronen-Streuquerschnitts schematisch dargestellt.

Für die Messung des totalen Neutronenquerschnitts wird lediglich ein Neutronendetektor benötigt. Dieser befindet sich auf einer Achse mit der Quelle und dem Kollimator und misst das Neutronenspektrum einmal mit und einmal ohne Probe vor dem Kollimatoreingang. Aus dem Verhältnis der Zählraten beider Messungen lässt sich direkt der totale Wirkungsquerschnitt bestimmen. Die Neutronenenergie ergibt sich bei dieser Methode aus der Zeitdifferenz zwischen dem Detektionszeitpunkt des Neutrons und der durch die Wiederholfrequenz des Elektronenstrahls gegebenen Zeitreferenz.

Für die Messung der inelastischen Neutronenstreuung wird die Probe hinter dem Kollimator in den Neutronenstrahl gebracht. Die Probenposition ist von einer Anordnung von Photonendetektoren umgeben, die das aus der inelastischen Streuung stammende γ -Quant detektieren. Desweiteren sind mehrere Neutronendetektoren in 1 m Abstand, d.h. einer weiteren Flugstrecke, aufgestellt. Diese detektieren das gestreute Neutron. Aus der Zeitdifferenz zwischen Beschleunigerfrequenz und Photonendetektion ergibt sich bei dieser Methode die Energie des einfallenden Neutrons. Die Zeitdifferenz zwischen Neutronen- und Photonende-

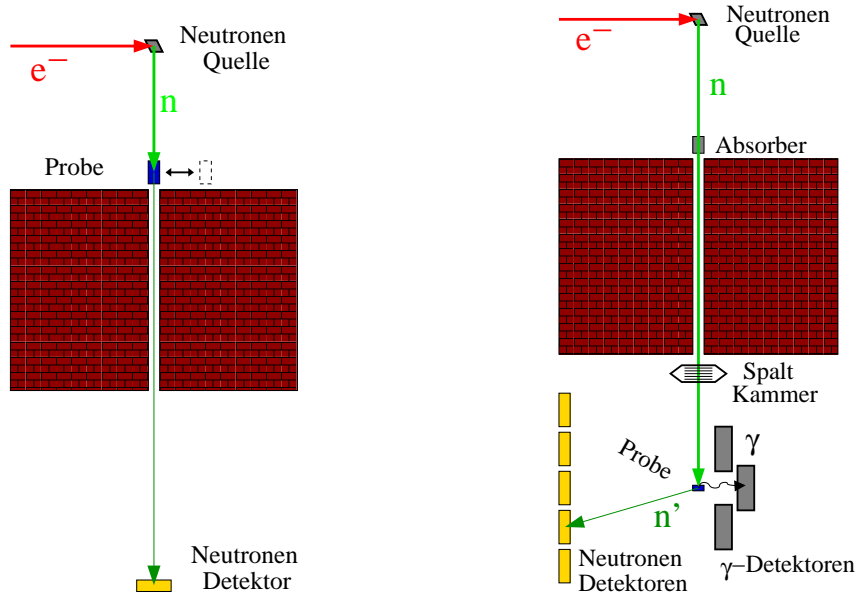


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus für die Messung des totalen Neutronenquerschnitts (links) bzw. des inelastischen Neutronen-Streuquerschnitts (rechts).

tektion bestimmt die Energie des gestreuten Neutrons. Mit Hilfe von kinematischen Berechnungen kann man diejenigen Ereignisse herausfiltern, die einer inelastischen Streuung unter Anregung eines definierten Energieniveaus des Probenkerns entsprechen, und daraus den entsprechenden Reaktionsquerschnitt bestimmen. Eine genauere Erläuterung dieser Streuexperimente erfolgt in Kap. 8.

2.3 Die Detektoren

In Abb. 2.6 sind die verwendeten Detektortypen dargestellt, deren Aufbau im Folgenden beschrieben wird.

Für die Photonendetektion werden BaF_2 -Szintillationsdetektoren verwendet. Diese wurden zur besseren Raumwinkelabdeckung zu einem größeren Array, d.h. einem Verbund, zusammengeschaltet.

Innerhalb der hier beschriebenen Arbeit wurden zwei verschiedene Geometrie-Versionen für dieses Array getestet und verwendet: Zum einen eine zylinderförmige Anordnung, im Folgenden als Version 1 bezeichnet, und zum anderen eine planare Anordnung, Version 2. In Version 1 wurde der durch die Detektoren abgedeckte Raumwinkelbereich maximiert. Drei vollständig geschlossene Ringe von Detektoren können 80 % des gesamten Raumwinkels abdecken. Dieser Aufbau wurde im Hinblick auf Neutroneneinfangmessungen optimiert, siehe [Klu07]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Aufbau durch Weglassen einiger BaF_2 -Szintillatoren so angepasst, dass eine doppelte Flugzeitmessung bei gleichzeitig maximiertem Raumwinkelbereich zum Photonennachweis möglich ist. Die Energieauflösung und Pulsformanalyse der BaF_2 -Module wurde untersucht, auch im Hinblick auf eine zukünftige, mögliche Verwendung als Kalorimeter zur Messung des Neutroneneinfangs. Für präzise Messungen wäre aber eine hohe Energieauflösung $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ von wenigen Prozent nötig. Wie in Kap. 6 gezeigt wird, liegt die Auflösung der vorhandenen Detektoren mit 15 bis 20 % jedoch weit außerhalb der Anforderungen.

Die ersten Experimente zeigten, dass die kompakte Bauweise aufgrund von in den BaF_2 -Kristallen rückgestreuten Neutronen eine große Anzahl von unerwünschten Untergrundereignissen verursacht. Durch die Änderung der Geometrie in Version 2 der Detektoranordnung und durch den Einbau großvolumiger, borierter Polyethylenabsorber wurden diese weitge-

hend unterdrückt. Dies geschieht jedoch auf Kosten der Raumwinkelabdeckung, die sich auf ca. 33 % reduziert. Demgegenüber bringt der Umbau der Detektormodule von einer einseitigen auf eine zweiseitige Auslese den Vorteil einer Ortsinformation und damit eine zusätzliche Verbesserung der Zeit- und Winkelauflösung.

Für Version 1 wurden Detektormodule bestehend aus einem BaF_2 Kristall verwendet, für Version 2 Detektormodule aus jeweils zwei Kristallen.

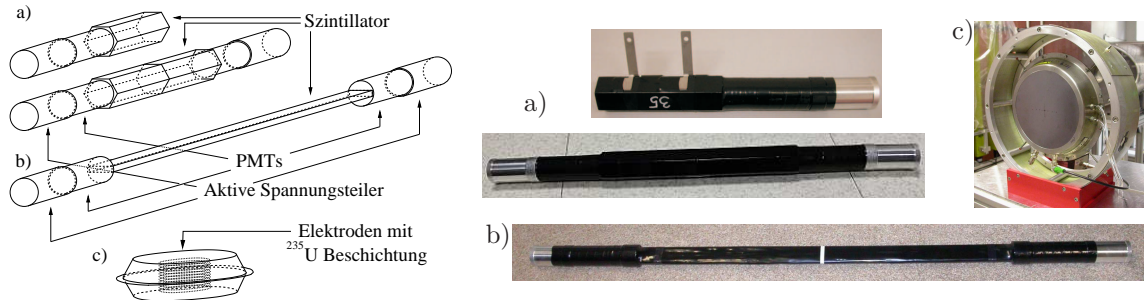


Abbildung 2.6: Die verwendeten Detektoren als Schema (links) und in Realität (rechts): Ein einfach und ein doppelt ausgelesener BaF_2 -Szintillationsdetektor (a), ein Plastik-Szintillationsdetektor (b) und die ^{235}U -Spaltkammer (c).

Die BaF_2 -Kristalle wurden von der TAPS-Kollaboration [Nov93] entwickelt und benutzt. Sie haben eine hexagonale Grundfläche mit einem Inkreisdurchmesser von 53 mm und einer Länge von ca. 200 mm. Jeder Szintillator wurden mit je einer Schicht Teflonband, Aluminiumfolie und lichtdichtem schwarzem Klebeband ummantelt und mit Silikonfett direkt mit einem Photovervielfacher (photo multiplier tube, PMT) vom Typ R2059-01¹ verbunden. Zur mechanischen Stabilisierung wurden die Detektoren mit lichtdichtem Schrumpfschlauch eingepackt.

Ein Array von 42 dieser Kristalle kann aus drei ineinander greifenden hexagonalen Ringen zusammengesetzt werden (siehe Abb. 2.7). Die beiden inneren Ringe bestehen prinzipiell aus 12 Detektoren und der äußere aus 28. Davon wurden jedoch sieben weggelassen, um eine freie Flugstrecke von der Probe zu den Neutronendetektoren zu erreichen, und ein weiterer, um eine Durchführung für den Probenhalter zu schaffen. Ein longitudinaler Abstand von 10 cm zwischen den beiden inneren Ringen vergrößert die Raumwinkelabdeckung und bietet ausreichend Platz für die Drehbewegung des Probenhalters.

Für Version 2 dieses Arrays wurden je zwei dieser Module zu einem kombiniert. Die Kristalle wurden an der Stirnfläche unter Verwendung von Silikonfett optisch gekoppelt und in der gleichen Weise wie die Einzelmodule eingepackt, mit dem Unterschied, dass an beiden Enden je ein PMT angebracht ist. Dies ermöglicht zum einen eine Ortskorrektur und zum anderen eine Unterdrückung des PMT-induzierten Untergrunds von Dunkelstrom-Ereignissen. In zwei Ebenen angeordnet können 16 dieser Doppelmodule zu einem Array zusammengesetzt werden (siehe Abb. 2.8). Der Vorteil der planaren Anordnung ist, dass zusätzlich zwei 25 cm dicke Blöcke aus borierter Polyethylen so angebracht werden können, dass nur noch wenige in den BaF_2 -Kristallen gestreuten Neutronen auf direktem Wege zu den Neutronendetektoren gelangen können. Durch diese Absorber kann der Untergrund von störenden koinzidenten Ereignissen stark unterdrückt werden (siehe Kap. 8.2).

Zum Neutronennachweis werden Plastik-Szintillationsdetektoren verwendet. Als aktives Material dafür wurde EJ-200² verwendet, ein Szintillator auf Basis von Polyvinyltoluen. Das Material liegt in 1 m langen Streifen mit einem rechteckigen Querschnitt von $11 \times 42 \text{ mm}^2$ vor und wurde in gleicher Weise wie die BaF_2 Kristalle in Teflonband, Aluminiumfolie, Klebeband und Schrumpfschlauch verpackt. Jeder Plastikdetektor wird an beiden Enden

¹Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division

²ELJEN Technology



Abbildung 2.7: Version 1 des BaF_2 Detektor Arrays. Es besteht komplett zusammengesetzt aus 42 einseitig ausgelesenen Kristallen. Davon sind jedoch einige wieder entfernt worden, um den Probenhalter zu montieren und eine freie Flugstrecke in Richtung der Neutronendetektoren zu gewährleisten.



Abbildung 2.8: Version 2 des BaF_2 Detektor Array. Es besteht aus 16 beidseitig ausgelesenen, aus zwei einzelnen Kristallen zusammengesetzten Modulen. Zur Abschirmung der Neutronendetektoren (ganz links) von in den Photonendetektoren gestreuten Neutronen sind links von den BaF_2 -Kristallen zwei 25 cm dicke Absorber aus boriertem Polyethylen angebracht.

von je einem PMT vom Typ R2059-01 ausgelesen (vgl. Abb. 2.6). Um die Zählrate durch Untergrundereignisse, d.h. durch natürliche Radioaktivität der Umgebung, zu reduzieren, sind die Plastiksintillatoren noch von einer 1 cm dicken Abschirmung aus Blei umgeben (vgl. Abb. 2.9).

Die ^{235}U -Spaltkammer enthält 5 Platinplatten, die beidseitig mit jeweils $5,0(2) \mu\text{g}/\text{mm}^2$ dicken und 76 mm durchmessenden Schichten spaltbaren Materials angestrichen wurden. Die Kammer wird bei Atmosphärendruck betrieben und wird kontinuierlich von einem 90 % Argon + 10 % Methan-Gemisch (P-10) durchströmt. Die Beschichtung enthält insgesamt $201,5(5) \text{ mg } ^{235}\text{U}$.

Die Eigenschaften der verschiedenen Detektoren werden in den Kapn. 5 und 6 genauer bestimmt.



Abbildung 2.9: Die Detektoranordnung der Plastiksintillatoren. Jeder Szintillator ist zusätzlich von einer 1 cm dicken Bleiabschirmung umgeben, um Raumuntergrund-Ereignisse zu unterdrücken. Zur Benutzung zusammen mit Version 2 des BaF_2 Arrays werden die Detektoren horizontal montiert (vgl. Abb. 2.8).

2.4 Der Streuproben-Halter

In der Mitte des BaF_2 -Szintillationsdetektor Arrays wird die zu untersuchende Probe positioniert. Für diesen Zweck wurden Probenhalter aus Aluminium gefertigt (siehe Abb. 2.10). Diese können mit Hilfe eines Schrittmotors gedreht werden, um zwischen verschiedene Probenpositionen zu wechseln. Dieser kann 4 vorprogrammierte Drehwinkel anfahren: 0, 90, 180 und 270°. Ein Wechsel der Probenposition wird durch die Betätigung eines Schaltknopfes ausgelöst oder mit Hilfe der Datenaufnahmeelektronik ferngesteuert (siehe Kap. 3.5.1). Die Reihenfolge der angefahrenen Positionen kann mit Hilfe von zwei DIP Schaltern ausgewählt werden. Im Allgemeinen wird eine Reihenfolge verwendet, welche abwechselnd zwischen einer Probe bei 0° und einer Leerprobe bei 90° wechselt. Durch diese Methode wird die Messung des rauminduzierten Untergrunds von gestreuten Neutronen und Photonen möglich.

In Version 1 des Detektoraufbaus hatte der Probenhalter einen Durchmesser von 5,5 cm und einen Abstand zwischen Proben- und Leerposition von 7,5 cm. Diese Maße sind soweit optimiert, dass der Rahmen möglichst weit von dem an dieser Stelle ca. 4 cm durchmessenden Strahl entfernt ist, er aber immer noch innerhalb des BaF_2 -Szintillationsdetektor Arrays Platz findet (siehe Abb. 2.11). In Version 2 konnte der Halter aufgrund des größeren Platzangebotes entsprechend größer gestaltet werden. Sein Durchmesser beträgt 8,0 cm und der Fahrweg ist 16,6 cm.

Die verwendeten Proben haben eine zylindrische Form und einen Durchmesser, der kleiner als der Strahldurchmesser ist, etwa 2-3 cm.

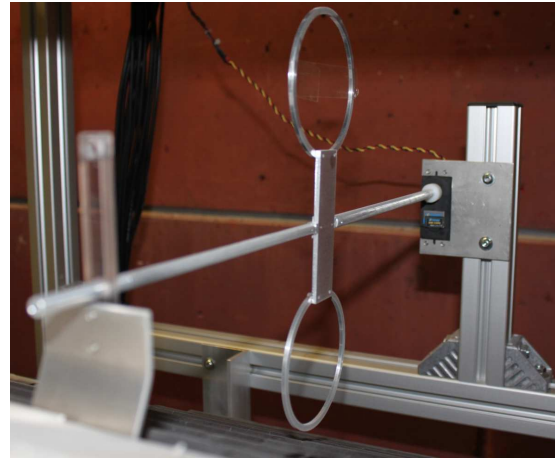


Abbildung 2.10: Fotografien der Probenhalter in Version 1 (links) und 2 (rechts).

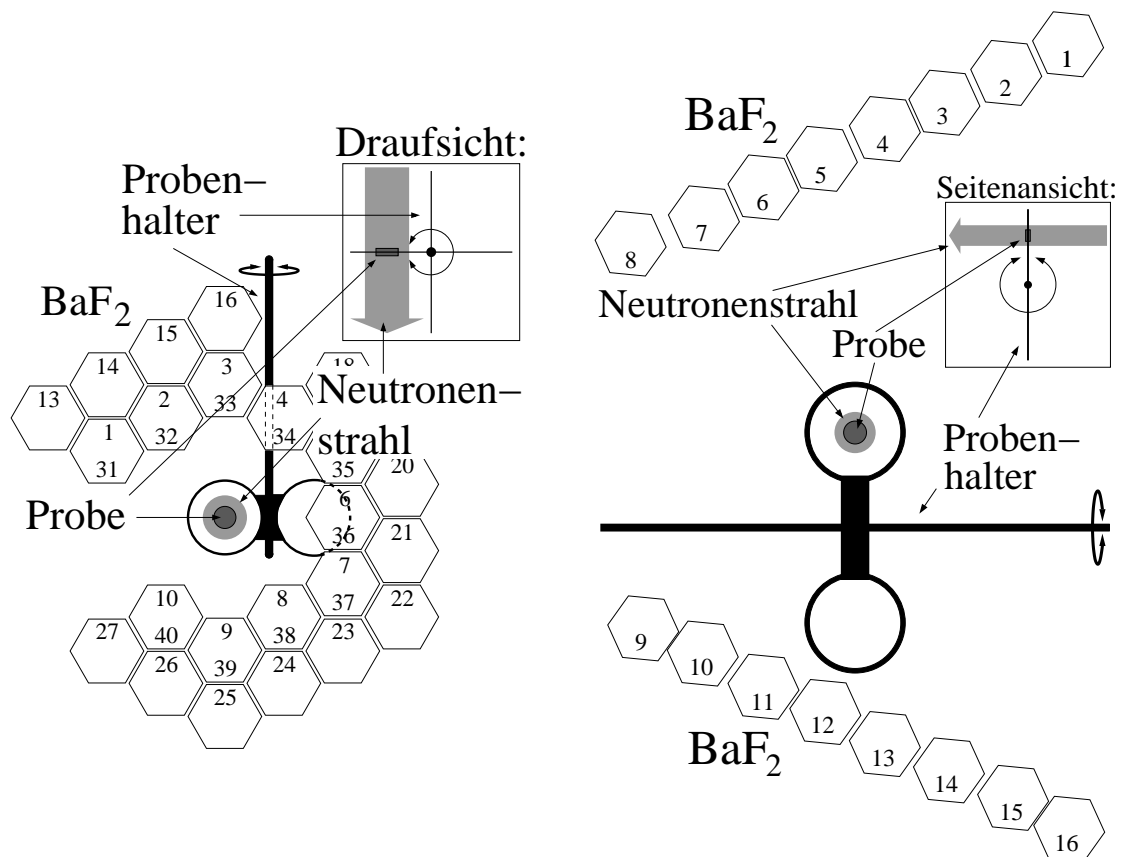


Abbildung 2.11: Der Probenhalter in Version 1 (links) und 2 (rechts). Die Zeichnungen stellen den Blick in das BaF₂-Szintillationsdetektor-Array entgegen der Neutronenstrahlrichtung dar. Die Einfügungen zeigen jeweils den Blick parallel zur Drehachse des Probenhalters. Die Abbildung stellt auch die Definition der Detektornummerierung dar. In Version 1 liegt der Ring mit den Detektoren 31 bis 42 vom Betrachter aus hinter dem Ring mit den Detektoren 1 bis 12.

2.5 Der Absorber-/Transmissionsproben-Halter

Wie in Kap. 2.2 beschrieben muss in der Experimentanordnung für Transmissionsquerschnitts-Messungen die zu untersuchende Probe vor dem Kollimator angebracht werden. Hierzu wurde ein pneumatisch betriebener Absorberhalter entwickelt. Dieser ist in Abb. 2.12 dargestellt und bietet insgesamt fünf Positionen. Die oberste Position ist mit einem 14 cm durchmessenden und 15 cm langen Zylinder aus DENSIMET[®], einer Wolframlegierung, belegt. Dieser dient zusammen mit einem zweiten, 18 cm durchmessenden und 26 cm langen Zylinder aus dem gleichen Material, dem Shutter, auf der anderen Seite des Kollimators dem Verschluss desselben. Sowohl der Absorberhalter als auch der Shutter können mit Hilfe der Datenaufnahmeelektronik ferngesteuert werden (vgl. Kap. 3.5.1).

Die restlichen vier Positionen des Absorberhalters können frei belegt werden, entweder mit verschiedenen Proben zur Messung ihrer totalen Wirkungsquerschnitte oder mit Absorbern zur Modifikation des Neutronen- und Photonenspektrums. Letzteres ist in Abb. 2.13 illustriert. Dort sind die Neutronenflugzeitspektren dargestellt, welche mit einem Plastik-Szintillationsdetektor bei der Verwendung verschieden dicker Absorber gemessen wurde. Im Bereich zwischen 16 und 70 ns erreichen die in der Neutronenquelle erzeugten Bremsstrahlungsphotonen den Detektor, zwischen 110 und 2400 ns treffen die Neutronen ein. Im Bereich von -10 bis 15 ns erscheinen Untergrund-Ereignisse, die im Nachbarraum, in Abb. 2.2 links vom Detektoraufbau, durch den Elektronenstrahl verursacht werden. Sie werden durch die verschiedenen Absorber nicht beeinflusst. Da diese Ereignisse nicht von der Neutronenquelle stammen, können sie bei unphysikalischen Flugzeiten auftauchen.

Beim Vergleich der verschiedenen Bleiabsorber sieht man, wie mit zunehmender Absorberdicke die Photonenintensität um bis zu zwei Größenordnungen abgeschwächt wird, während die Neutronenintensität nahezu unverändert bleibt. Ein Optimum von minimaler Photonenzählrate bei maximaler Neutronenrate wird bei Verwendung des 6 cm dicken Bleiabsorbers erreicht.

Die Position des Absorberhalters wird je nach Experimentanforderung einmalig zu Beginn einer Strahlzeit durch den Beschleunigeroperator eingestellt oder aber mit Hilfe der Datenaufnahmesoftware (vgl. Kap. 3.5.1) während der Messung periodisch geändert, um z.B. Transmissionsmessungen durchzuführen.



Abbildung 2.12: Der Absorberhalter (links) befindet sich vor der der Neutronenquelle zugewandten Öffnung des Kollimators. Er enthält einen Kollimatorverschluss (oberste Position) und vier Positionen für Absorber bzw. Proben. Der „Shutter“ (rechts) dient dem Verschluss des Kollimators auf der Seite des Experimentraumes.

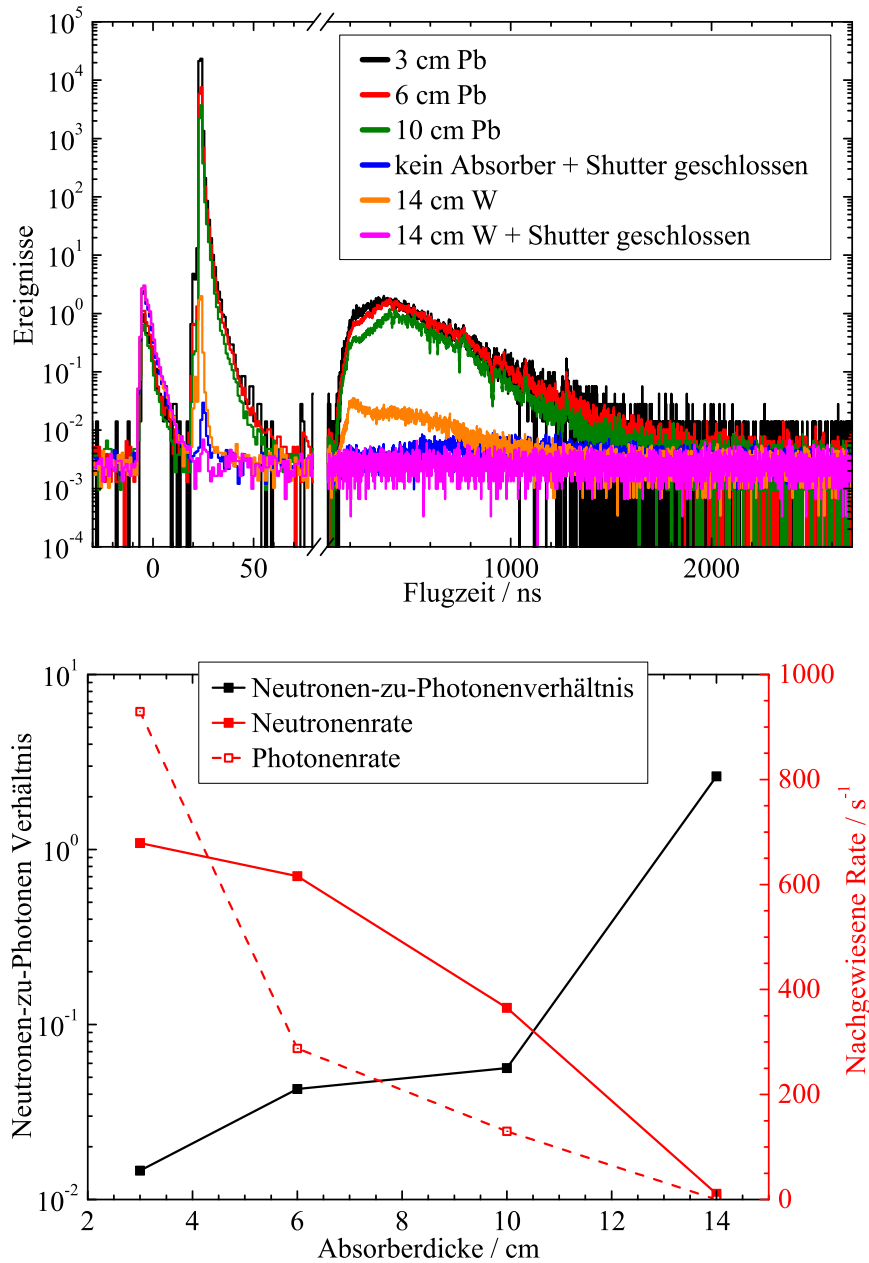


Abbildung 2.13: Das Neutronenflugzeitspektrum bei Verwendung verschiedener Absorber (oben) und die dazugehörigen Neutronen-zu-Photonen Verhältnisse bzw. Zählraten (unten). Man beachte, dass der 14 cm dicke Absorber aus Wolfram und nicht aus Blei besteht.

Kapitel 3

Die Datenaufnahme

Wie in Kap. 2 beschrieben, sollen an der nELBE-Anlage Flugzeit-Messungen durchgeführt werden. Dafür muss ein entsprechender Aufbau zur elektronischen Signal- und Datenverarbeitung geschaffen werden. Zur effizienten Nutzung des Strahls musste ein effizientes Verfahren zur koinzidenten Messung vieler Parameter geschaffen werden, welches zur Optimierung über Vielfach-Puffer der Daten, Pipeline-Verarbeitung und schnelle Online-Analyse verfügt.

Aufgrund der unterschiedlichen Auslese der BaF₂-Szintillationsdetektoren in den beiden Detektorgeometrie-Versionen (siehe Kap. 2.3) mussten entsprechend zwei angepasste Versionen des Elektroniksystems erstellt werden. Aufgrund des zeitlichen Abstandes der Entwicklung beider Versionen, unterscheiden sie sich jedoch nicht nur in der unterschiedlichen Verarbeitung der BaF₂-Szintillationsdetektor-Signale, sondern auch in verschiedenen Verbesserungen hinsichtlich der Verarbeitung der Plastik-Szintillationsdetektor-Signale und in der Triggerlogik. Im Folgenden wird immer zuerst Version 1 beschrieben und danach werden die Unterschiede zu Version 2 diskutiert.

Die genaue Bezeichnung der verwendeten Elektronik-Module ist im Anhang A zu finden.

3.1 Der Gesamtaufbau

Die Anforderung an das Datenaufnahmesystem ist die ereignisweise Bestimmung und Speicherung folgender Messgrößen in möglichst kurzer Zeit:

- Zeitpunkt des Beschleuniger-Referenzsignals
- Zeitpunkte der Signale aller Neutronendetektoren (5×2 Stk.)
- Ladungsintegral der Signale aller Neutronendetektoren (5×2 Stk.)
- Zeitpunkte der Signale aller Photonendetektoren (34 bzw. 16×2 Stk.)
- Ladungsintegral der Signale aller Photonendetektoren (34 bzw. 16×2 Stk.)
- Zeitpunkt des Detektorsignals der ²³⁵U-Spaltkammer
- Impulshöhe des Detektorsignals der ²³⁵U-Spaltkammer

Ein Ereignis oder „Event“ ist dadurch definiert, dass einer der Neutronendetektoren oder die Spaltkammer ein Teilchen (Neutron oder Photon) detektiert hat.

Um diesen Anforderungen zu genügen, wurden VME (Versa Module Eurocard) basierte Elektroniksysteme aufgebaut, deren Schaltpläne in Abb. B.1 und B.2 dargestellt sind. Beide Systeme bestehen prinzipiell aus zwei Zweigen: dem Neutronenzweig und dem Photonenzweig. Der Neutronenzweig beinhaltet die Datenaufnahme von Zeit und Ladung der Plastik-Szintillatoren und der Spaltkammer und der Photonenzweig entsprechend für die BaF₂-Szintillatoren. Beide Zweige werden jeweils von einem RIO3 8064 Power PC¹ gesteuert, initialisiert und ausgelesen. Ein weiterer RIO3 übernimmt die Zusammenführung der Daten beider Zweige zu einem Datenstrom. Dieser Datenstrom wird für die spätere Ana-

¹CES Creative Electronic Systems, www.ces.ch

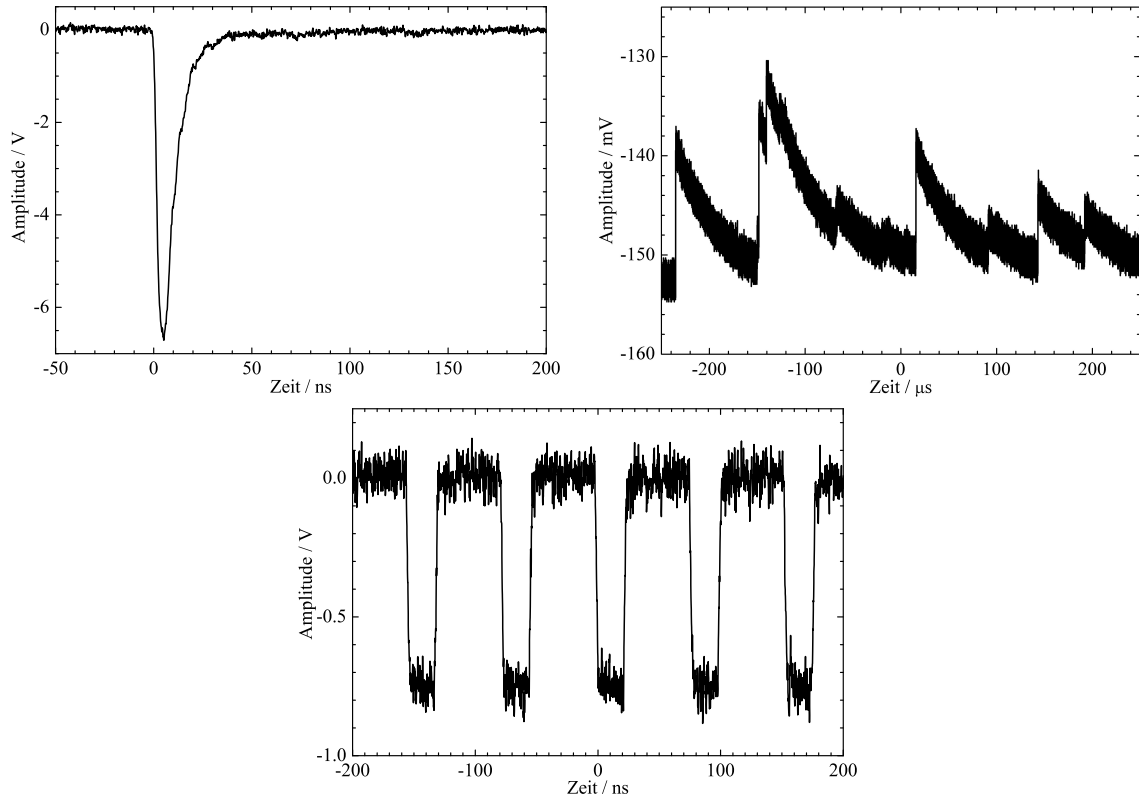


Abbildung 3.1: Typische Form der Signale der Plastik-Szintillationsdetektoren (oben links), der Spaltkammer-Vorverstärkersignale (oben rechts) und der Beschleunigerzeitstruktur (unten).

lyse in eine List-Mode-Datei (LMD) geschrieben oder/und an eine Online-Analysesoftware weitergeleitet.

3.2 Der Neutronenzweig

In Abb. 3.1 sind die durch den Neutronenzweig der Datenaufnahmeelektronik zu verarbeitenden Signale dargestellt. Dies sind die Signale der Plastik-Szintillationsdetektoren, der Spaltkammer und der Beschleunigerzeitreferenz. Die Photovervielfacher der Plastik-Szintillatoren haben Signalformen von etwa 2 ns Anstiegs- und 30 ns Abfallszeit mit Amplituden zwischen -10 mV und -10 V. Der ladungsempfindliche Vorverstärker der Spaltkammer liefert Signale von etwa 100 ns Anstiegs- und 80 μs Abfallszeit mit Amplituden von weniger als 50 mV. Die Signale der Beschleunigerzeitreferenz sind logische NIM (Nuclear Instrumentation Modul-Standard) Signale mit Abfalls- und Anstiegszeiten von ca. 1 ns und einer Amplitude von -0,8 V bei 50 Ω Impedanz.

Die Elektronik des Neutronenzweigs basiert auf vier VME-Modultypen: Einem Zeit-zu-Digital-Konverter (TDC) für die Messung der Zeitinformation aller Signale, zwei Ladung-zu-Digital-Konverter (QDC) für die Datenaufnahme der Plastik-Szintillator-Signale und ein Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) zur Aufnahme der Spaltkammer-Signale. Desweiteren kommt ein FPGA (Field Programmable Gate Array) Logikmodul, zum Einsatz, das für die Erzeugung des Auslösesignals, des sogenannten Triggers, verantwortlich ist.

3.2.1 Die Plastik-Szintillationsdetektoren

3.2.1.1 Version 1

In Abb. 3.2 ist der Signalpfad für einen Plastik-Szintillationsdetektor schematisch dargestellt. Die Analogsignale der beiden Photovervielfacher (photomultiplier tubes, PMTs) jedes

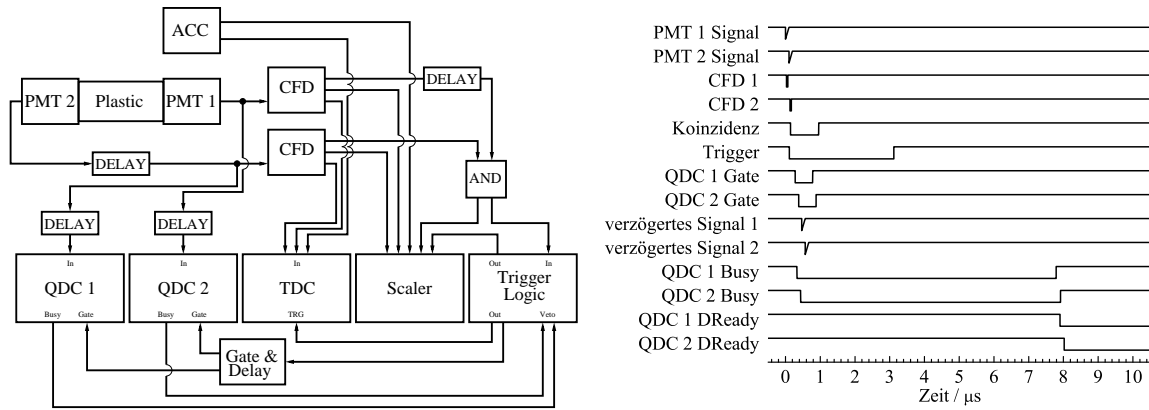


Abbildung 3.2: Vereinfachte Darstellung des Signalpfades der Plastik-Szintillator-Signale (links) und Zeitschema in diesem Pfad (rechts) in der ersten Version der Datenaufnahmeelektronik. Die Erklärung der einzelnen Bestandteile ist dem Text zu entnehmen.

einzelnen Detektors werden als erstes mit Hilfe eines $50\ \Omega$ Splitters in jeweils zwei Signale aufgeteilt. Dabei bleibt die Form des Signals erhalten, aber die Amplitude wird halbiert. Eines der Signale wird auf den Eingang eines QDCs gegeben, der die Signale zeitlich integriert und somit die Ladungsinformation liefert. Das jeweils zweite Signal wird auf einen Constant-Fraction Discriminator (CFD) gegeben, der daraus ein logisches Signal erzeugt. Dieses Signal wird direkt auf den Eingang des TDCs gegeben, der daraus die Zeitinformation bestimmt. Bei dem hier verwendeten TDC handelt es sich um einen speziellen Multi-Hit Multi-Event TDC. Dieser misst für jeden Eingangskanal alle eintreffenden Signale und speichert sie in einem Zwischenspeicher ab. Ein eintreffendes Triggersignal öffnet ein Zeitfenster, das sogenannte Matchwindow, dessen Breite und Lage relative zum Trigger vom Nutzer innerhalb gewisser Grenzen frei gewählt werden kann. Nur die Eingangssignale, die innerhalb dieses Zeitfensters, egal ob vor oder nach dem Trigger, eintreffen, werden in den Ausgabespeicher des TDCs verschoben und stehen damit für die spätere Analyse zur Verfügung.

Das CFD Signal wird auch verwendet um den Trigger zu generieren. Dazu wird es direkt auf eine Koinzidenzeinheit (AND) gegeben, diese erzeugt ein logisches Signal genau dann, wenn beide PMTs jeweils einen Impuls ausgegeben haben. Dieses logische Signal wird auf den Eingang der FPGA-Triggerlogik gegeben, die, wie in Abschnitt 3.4 genauer erläutert, das Triggersignal erzeugt. Das Triggersignal wird dazu verwendet die Datenaufnahme im TDC zu starten und die Integrationsfenster für die QDCs zu erzeugen.

Da die Triggererzeugung einige hundert Nanosekunden benötigt, müssen die analogen Detektorsignale um die entsprechende Zeit verzögert werden, um zu gewährleisten, dass der QDC auch genau die Signale aufnimmt, die auch den Trigger generiert haben. Dazu werden vor die QDCs noch Verzögerungsleitungen (Delays) vorgeschaltet. In diesem Fall handelt es sich um 90 m lange Koaxialkabel, die bei einer Signallaufzeit von etwa 20 cm/ns eine Verzögerung von 450 ns bewirken.

Verzögerungsleitungen für das Signal von PMT2 vor dem CFD bzw. für PMT1 nach dem CFD (vgl. Abb. 3.2) bewirken, dass Effekte durch Übersprechen, dem sogenannten Cross-Talk, zwischen den beiden Eingangskanälen des TDCs unterdrückt werden. Dies ist in Abb. 3.3 veranschaulicht. Da die Signale beider PMTs zeitlich sehr nah beieinander liegen, kann das Signal des ersten PMTs im TDC-Eingangskanal des zweiten PMTs elektronische Störungen induzieren, die die Zeitmessung für den zweiten PMT verfälschen kann. Dies ist dann als ausgeprägte Struktur zum Beispiel im Zeitdifferenz-Spektrum dieser beiden Kanäle sichtbar. Durch den Einbau einer Verzögerungs-Leitung für einen der beiden PMTs (in diesem Fall 20 m Koaxialkabel, entsprechend 100 ns, für PMT2) werden diese Effekte unterdrückt. Um trotzdem eine elektronische Koinzidenzbedingung zu realisieren, muss diese Verzögerung für den zweiten PMT (in diesem Fall PMT1) entsprechend nach dem CFD ausgeglichen werden.

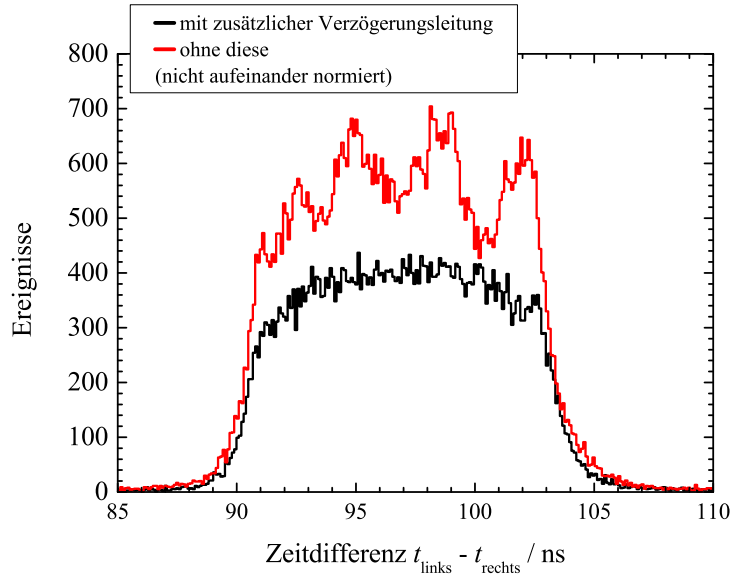


Abbildung 3.3: Effekte durch Übersprechen zwischen den beiden Kanälen eines Plastik-Szintillationsdetektors. Das Zeitdifferenz-Spektrum zwischen beiden PMTs eines Detektors wird stark verfälscht. Durch Einbau einer Verzögerungsleitung kann dies unterdrückt werden.

3.2.1.2 Version 2

Die zweite Version des Signalpfades für Plastik-Szintillator-Signale ist in Abb. 3.4 dargestellt. Sie unterscheidet sich von der bisher beschriebenen Version 1 in der Verwendung von speziellen QDC Modulen, den sogenannten TAPS Modulen, und einer verbesserten FPGA Programmierung.

Die TAPS Module sind eigentlich für die Aufnahme von BaF₂-Szintillationsdetektor-Signalen konzipiert und werden deshalb auch erst in Abschnitt 3.3 genauer beschrieben. Sie sind jedoch auch für die Plastik-Szintillatoren gut geeignet, wenn man lediglich die über das kurze Zeitfenster von 40 ns integrierte Information verwendet. Der Vorteil dieser Module zu herkömmlichen QDCs ist die Eigenschaft zur Selbst-Triggerung, d.h. sie erkennen selbstständig, ob ein Signal vorliegt und beginnen bereits mit der Integration dieses Signals bevor ein externer Trigger anliegt. Dies macht zusätzliche Verzögerungsleitungen überflüssig. Die TAPS Module ersetzen ebenfalls die separaten CFDs, da sie diese Signale ebenfalls erzeugen. Zusätzliche Gate- und Delay-Generatoren realisieren den Ausgleich der zeitlichen Verschiebung der Signale beider PMTs und definieren das Koinzidenzzeitfenster.

Die Verbesserungen in der FPGA Programmierung wird in Abschnitt 3.4 genauer erläutert. Es sei nur gesagt, dass die Feststellung der Koinzidenz jetzt ebenfalls durch den FPGA durchgeführt wird und somit ein separates AND überflüssig wird.

3.2.2 Die Spaltkammer

3.2.2.1 Version 1

In Abb. 3.5 ist der Signalpfad für die Spaltkammer dargestellt. Das Detektorsignal wird zuerst in einem Vorverstärker (pre Amp) verstärkt. Das verstärkte Signal wird mit Hilfe eines 50 Ω Splitters auf zwei weitere Signalpfade aufgeteilt. Der erste Pfad beginnt mit einem schnellen Verstärker (fast Amp) und ist für die Erzeugung des Zeitsignals verantwortlich. Der schnelle Verstärker erzeugt durch Integration und anschließende Differenziation und Inversion aus dem positiven Detektorsignal ein negatives, schnell ansteigendes Signal (vgl. Abb. 3.6 links). Dieses wird durch einen CFD in ein logisches Zeitsignal konvertiert und mit Hilfe eines Gate-Generators auf eine für den TDC verarbeitbare Länge gebracht. Das entstandene Signal wird

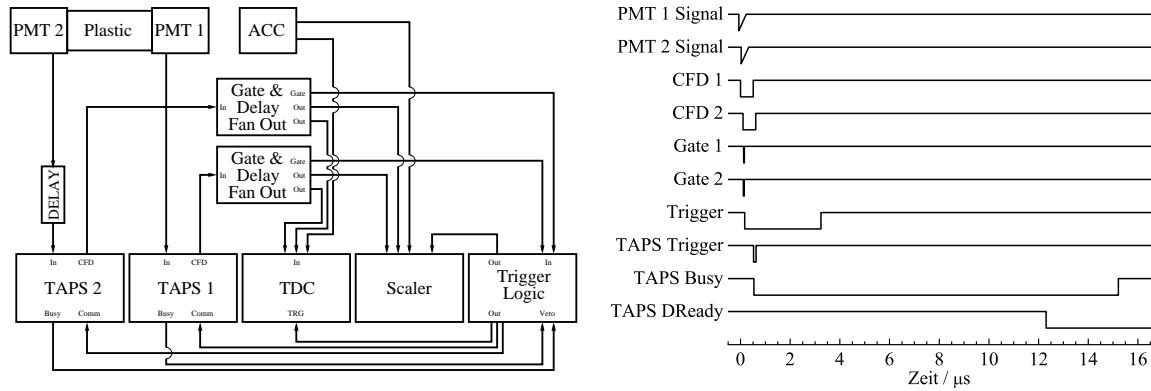


Abbildung 3.4: Vereinfachte Darstellung des Signalpfades der Plastik-Szintillator-Signale (links) und Zeitschema in diesem Pfad (rechts) in der zweiten Version der Datenaufnahmeelektronik. Die Erklärung der einzelnen Bestandteile ist dem Text zu entnehmen.

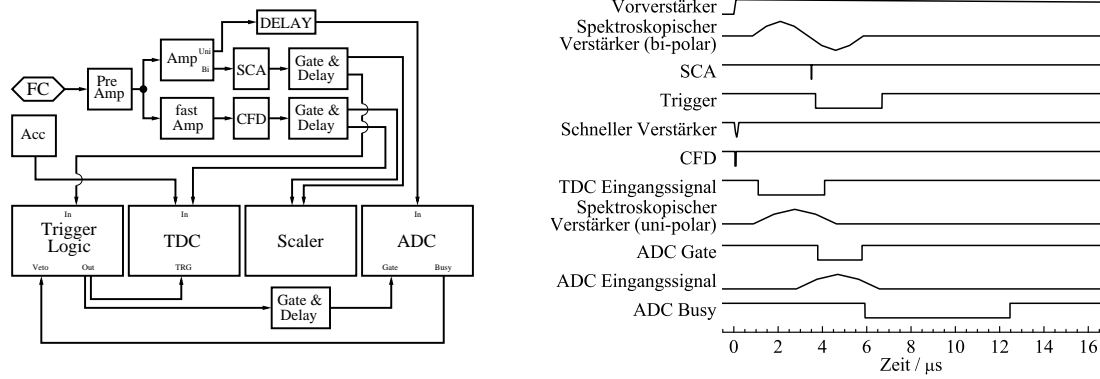


Abbildung 3.5: Vereinfachte Darstellung des Signalpfades der ^{235}U -Spaltkammersignale (links) und Zeitschema in diesem Pfad (rechts) in Version 1.

auf den selben TDC gegeben, der auch schon für die Plastik-Szintillator-Signale verwendet wird.

Der zweite Pfad ist für die Aufnahme des Energiesignals und die Triggererzeugung verantwortlich. Er beginnt mit einem spektroskopischen Hauptverstärker, der das Signal in ein unipolares, positives Signal verformt, so dass es mit Hilfe eines ADCs verarbeitet werden kann (vgl. Abb. 3.6 rechts). Der ADC bestimmt die Impulshöhe der eingehenden Signale und liefert damit die Energieinformation. Der Hauptverstärker erzeugt ein weiteres, ein bipolares Signal, das mit Hilfe eines Einkanalanalysators (Single Channel Analysers, SCA) in ein logisches Signal transformiert und auf die FPGA-Triggerlogik gegeben wird. Das darin generierte Triggersignal erzeugt mit Hilfe eines Gate-Generators das Zeitfenster, innerhalb dessen der ADC nach dem Signalmaximum suchen soll. Da die Triggererzeugung einige Zeit in Anspruch nimmt, muss auch das durch den ADC zu verarbeitende Signal verzögert werden. Dies geschieht wie bei den Plastik-Detektorsignalen mit Hilfe einer Verzögerungsleitung.

3.2.2.2 Version 2

In der zweiten Version der Datenerfassung für die Spaltkammersignale wird der Trigger nicht mehr vom SCA Signal erzeugt sondern mit Hilfe des CFD Signals (siehe Abb. 3.7). Dies hat den Vorteil, dass zu jedem Zeitsignal auch wirklich eine Pulshöheninformation aufgenommen wird. Das war vorher nicht der Fall, da die Auslöseschwelle des CFDs unterhalb derjenigen des SCA gesetzt werden musste, damit wenigstens zu jeder Pulshöhen- auch eine Zeitinfor-

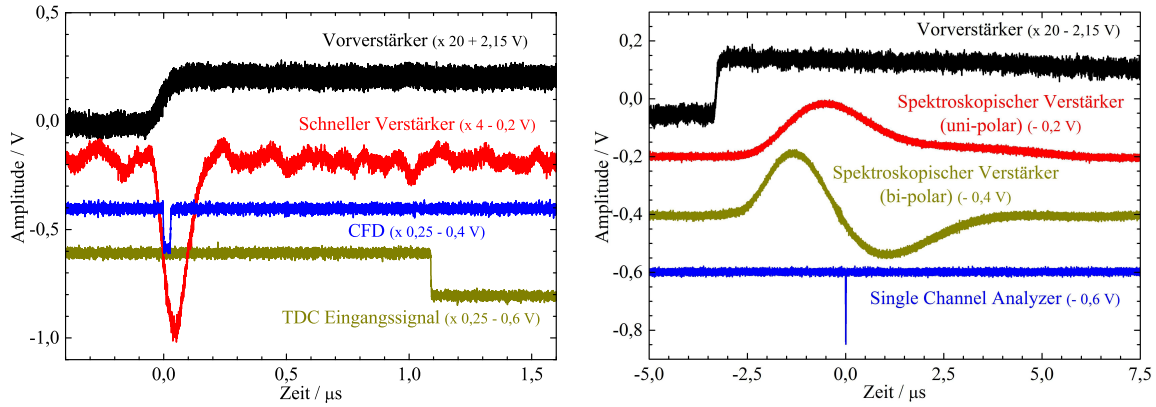


Abbildung 3.6: Typische Form der Signale im Spaltkammer-Signalfad. Aus dem vom Vorverstärker ausgehenden Signal (schwarz) werden die zur Zeit- und Impulshöhen-Bestimmung benutzten Signale (links bzw. rechts) abgeleitet. Die einzelnen Signale sind zur besseren Sichtbarkeit gegeneinander vertikal verschoben und skaliert.

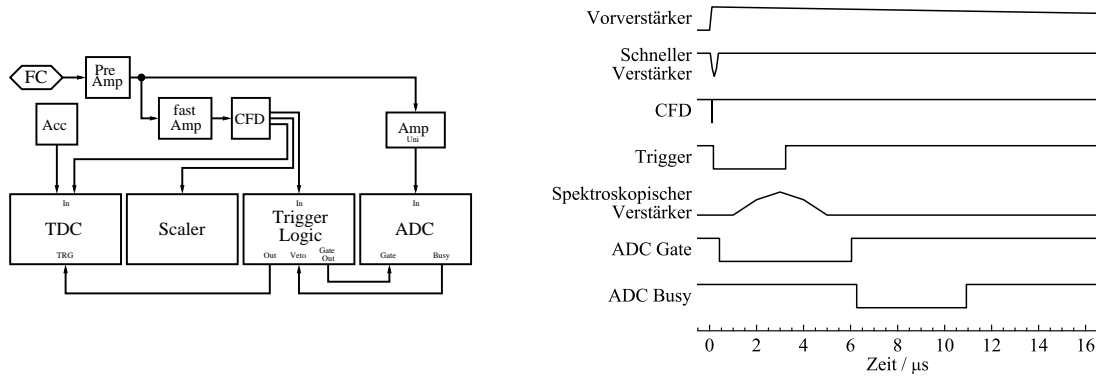


Abbildung 3.7: Vereinfachte Darstellung des Signalfades der ^{235}U -Spaltkammersignale (links) und Zeitschema in diesem Pfad (rechts) in Version 2.

vorhanden war. Desweiteren wird die Zeit für die Triggererzeugung verkürzt, was eine lange Verzögerungsleitung überflüssig macht.

3.3 Der Photonen-Zweig

In Abb. 3.8 ist die typische Form der BaF_2 -Szintillatorsignale dargestellt. Die Anstiegszeit des Signals liegt im Bereich von 2 ns und man erkennt deutlich zwei unterschiedlich lange Abklingzeiten: Eine schnelle Komponente mit einer Abklingzeit von etwa 10 ns und eine langsame Komponente von etwa 1 µs. Die schnelle Komponente des Szintillationslichtes liegt im ultravioletten Bereich und ist für eine exzellente Zeitauflösung verantwortlich, die langsame Komponente liegt im sichtbaren Bereich und bestimmt im Wesentlichen die Energieauflösung dieses Szintillators [Lav82].

Das Verhältnis der Beiträge beider Komponenten zum Gesamtsignal ist von der Art des Teilchens abhängig, das das Signal ausgelöst hat. Zum Beispiel ist bei Alpha-Teilchen oder Neutronen die langsame Komponente im Vergleich zur schnellen stärker ausgeprägt als bei Photonen. Dieses Verhalten kann zur Identifizierung der detektierten Teilchen mit Hilfe der sogenannte Pulsformdiskriminierung benutzt werden. Dabei wird das Signal über zwei unterschiedlich lange Zeitfenster integriert, die den Zerfallsdauern der beiden Szintillationslichtkomponenten entsprechen (vgl. Abb. 3.8). Das Verhältnis der beiden Integrale ist ein Maß für die Teilchensorte. Dies kann zur Unterdrückung von durch Alpha-Teilchen verursachten Ereignissen benutzt werden, die aus Radium-Verunreinigungen im Bariumfluorid selbst her-

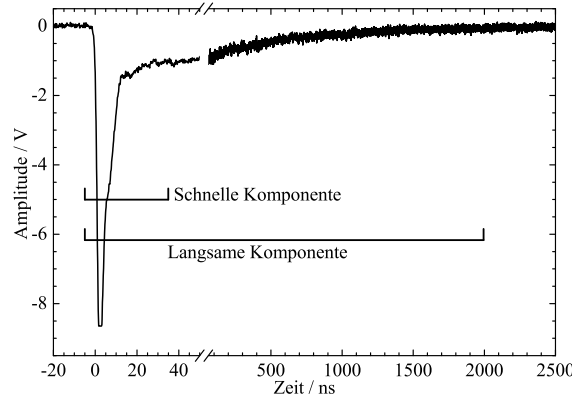


Abbildung 3.8: Typische Form eines BaF_2 -Detektorsignals. Deutlich zu erkennen ist der Beitrag der verschieden schnell abfallenden Komponenten des Szintillationslichtes.

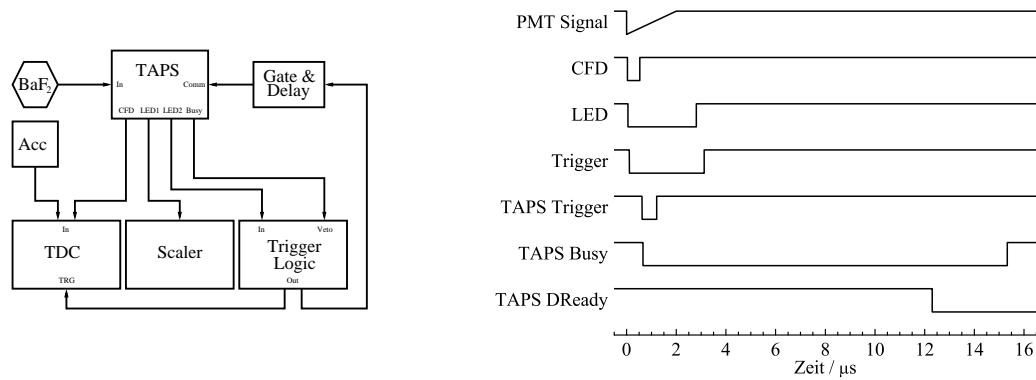


Abbildung 3.9: Vereinfachte Darstellung des Signalpfades der BaF_2 -Szintillator-Signale (links) und Zeitschema in diesem Pfad (rechts).

vorgerufen werden. Zur Unterscheidung zwischen Neutronen und Photonen in dem in dieser Arbeit verwendeten Neutronen-Energiebereich unterhalb von 10 MeV ist diese Methode mit den hier verwendeten Detektoren jedoch nicht geeignet [Bey04].

3.3.1 Version 1

In Abb. 3.9 ist die Datenaufnahmeelektronik für die Signale der BaF_2 -Szintillationsdetektoren dargestellt. Sie enthält neben dem schon im Neutronen-Zweig verwendeten TDC noch einen speziellen Modultyp zur Datenaufnahme von BaF_2 -Detektorsignalen. Diese Module wurden von der TAPS Kollaboration entwickelt und gebaut [Dre04] und sollen deshalb im Folgenden als TAPS-Module bezeichnet werden.

Die TAPS-Module sind speziell für die Signalforn von BaF_2 -Szintillationslicht optimiert. Sie integrieren das Signal über zwei verschieden lange Zeitfenster, 40 ns (Short-Gate) und 2 µs (Long-Gate), und mit jeweils zwei verschieden großen Verstärkungen, 1fach und 5fach, und liefern damit direkt die Energieinformationen. Gleichzeitig geben die Module mehrere Diskriminator-Signale aus, von einem Constant-Fraction Diskriminator (CFD) und zwei Leading-Edge Diskriminatoren (LED), die für die Zeitmessung bzw. die Triggererzeugung verwendet werden.

Die Module sind „freilaufend“, d.h. sie beginnen die Datenaufnahme, ohne dass ein externes Triggersignal am Modul eingegangen ist. Dies macht lange Verzögerungsleitungen wie im Neutronen-Zweig überflüssig. Wenn aber innerhalb eines Zeitfensters von 250 bis 750 ns nach dem Detektorsignal kein Triggersignal eintrifft, wird die Datenaufnahme wieder abgebrochen.

Dieses Triggersignal wird von dem selben Logikmodul, das auch im Neutronen-Zweig verwendet wird, erzeugt.

Damit die Datenaufnahme nicht nur von den Neutronendetektoren sondern auch von den Photonendetektoren ausgelöst werden kann, werden auch die Diskriminatorsignale der TAPS-Module auf die FPGA-Triggerlogik gegeben. Dies ist zum Beispiel nötig, um Neutroneneinfangreaktionen, bei denen kein Neutron im Ausgangskanal auftritt, untersuchen zu können.

Die TAPS-Module könnten neben der Energieinformation auch die Zeitinformation für jedes Signal aufnehmen. Dies würde aber nur in dem oben erwähnten 500 ns breiten Zeitfenster um das Triggersignal geschehen. Da jedoch in den hier beschriebenen Experimenten die Neutronendetektoren für die Triggererzeugung verwendet werden und sämtliche Signale über eine komplette Elektronenstrahlperiode von 5 bis 10 μ s aufgenommen werden sollen, würde ein Großteil der interessanten Signale ausgeblendet werden. Deshalb werden die CFD-Ausgangssignale der TAPS-Module auf einen separaten TDC gegeben, der den gesamten Zeitbereich abdecken kann.

3.3.2 Version 2

Für Version 2 der Detektorgeometrie, bei der die BaF₂ Kristalle nicht mehr nur einseitig sondern an beiden Enden ausgelesen werden, musste die Elektronik dementsprechend angepasst werden. Da die BaF₂-Szintillationsdetektoren aber jetzt prinzipiell wie die Plastik-Szintillationsdetektoren aufgebaut sind, sieht das resultierende Elektronikschema für beide Detektortypen völlig identisch aus. D.h. Version 2 des Photonenzweiges wurde bereits in Kap. 3.2.1.2 beschrieben. Der einzige Unterschied zwischen beiden Detektortypen besteht lediglich darin, dass der Long-Gate Wert für die Plastik-Szintillationsdetektoren im Vergleich zum Short-Gate Wert keine weitere Information enthält und deswegen nicht aufgenommen werden muss.

3.4 Die Trigger- und Totzeit-Logik

3.4.1 Version 1

Der Auslöser (Trigger) für die Datenaufnahme wird für beide Zweige zentral erzeugt, um die Synchronizität zwischen diesen zu gewährleisten. Dies geschieht mit Hilfe eines Field Programmable Gate Array (FPGA). In diesem ist die in Abb. 3.10 dargestellte Trigger-Logik einprogrammiert. Der FPGA erhält als Eingangssignale die Koinzidenzsignale aller Plastik-Szintillationsdetektoren, die Leading-Edge-Discriminator (LED) Signale aller BaF₂-Szintillationsdetektoren, das Single-Channel-Analyser (SCA) Signal der Spaltkammer, sowie die Busy-Signale der verschiedenen VME-Module.

Die Koinzidenzsignale der Plastik-Szintillationsdetektoren und das SCA Signal der Spaltkammer, die in der Abb. 3.10 als Plastic 1 bis n bezeichnet sind, werden zuerst über ein logisches ODER zu einem Signal verknüpft. Das Gleiche geschieht für die LED-Signale der BaF₂-Szintillationsdetektoren (BaF₂ 1 bis m). Die beiden ODER Signale, d.h. das „Neutronen-ODER“ und das „Photonen-ODER“, können jeweils noch um einen wählbaren Faktor herunterskaliert werden, d.h. nicht jedes ODER-Signal wird weiterverarbeitet, sondern zum Beispiel nur jedes Zehnte. Dies ist vorteilhaft, um bei großen Zählraten die absolute Totzeit zu reduzieren.

Beide ODER-Signale werden nach der Skalierung wieder über ein logisches ODER verknüpft. Dieses Gesamt-ODER soll jedoch nur ein Trigger-Signal erzeugen, wenn alle Module zur Datenaufnahme bereit sind. Deshalb wird es durch das logische ODER der Busy Signale sämtlicher Module, das sogenannte Veto-Signal, inhibiert. Nur wenn das Veto-Signal logisch Null ist, wird ein Trigger erzeugt und vervielfacht ausgegeben.

Das Trigger-Signal wird zusätzlich noch intern um einen wählbaren Faktor herunterskaliert. Dieses skalierte Signal wird verwendet, um die Auslese der Daten aus den verschiedenen

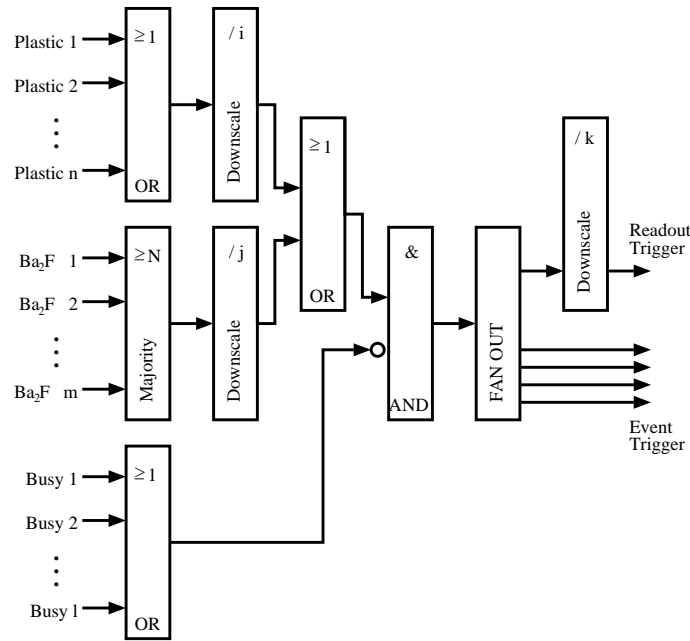


Abbildung 3.10: Trigger-Logik für die nELBE Datenaufnahme Version 1.

Modulen auszulösen. Da die Auslese der Module noch zusätzliche Vor- und Nachbereitungszeit für den eigentlichen Auslesezyklus beansprucht und die Datenaufnahmen während dieser Zeit verhindert wird, sollte das Auslesen auch so selten wie möglich durchgeführt werden. Die QDCs, die TAPS Module und der ADC besitzen jeweils einen 32 Event Buffer, d.h. sie können maximal 32 Ereignisse aufnehmen, danach müssen sie ausgelesen werden. Die TDCs besitzen 32 kword tiefe Buffer und könnten damit noch wesentlich mehr Daten aufnehmen, wenn man auf die Synchronizität zu den anderen Modulen verzichten könnte. Dies bedeutet, dass man die zusätzliche Auslesetotzeit minimiert, wenn man nach jeweils 32 Ereignissen alle Module ausliest. Damit bestimmt sich der Skalierungsfaktor für das Auslese-Trigger Signal zu 32.

3.4.2 Version 2

Die zweite Version der FPGA Programmierung ist wesentlich komplexer aber auch flexibler (siehe Abb. 3.11). Als Eingangssignale werden nicht nur die Koinzidenzsignale akzeptiert sondern die CFD Signale der einzelnen PMTs sowohl der BaF₂- als auch der Plastik-Szintillationsdetektoren. Die Koinzidenz wird intern jeweils zwischen zwei Nachbarkanälen gebildet. Dafür müssen die Eingangs-Signale lediglich in Ihrer Breite und zeitlichen Lage mit Hilfe von externen Gate-und-Delay-Generatoren entsprechend voreingestellt sein. Wahlweise kann der FPGA für Testzwecke oder zum Einstellen der CFD Schwellen statt dem logischen UND auch das logische ODER bilden. Desweiteren können die Signale der einzelnen Detektoren um einen jeweils separat wählbaren Faktor herunterskaliert werden.

Zusätzlich zum Trigger-Signal werden drei weitere Signale ausgegeben, deren Breiten (Gate) und Verzögerungen relativ zum ursprünglichen Trigger-Signal (Delay) frei gewählt werden können. Mit Hilfe dieser Signale werden die Trigger für die TAPS Module im Neutronen- bzw. Photonen-zweig sowie das Gate für den ADC realisiert.

Eine weitere Neuerung ist die Messung der Länge der Busy-Eingangssignale. Diese werden für jeden erzeugten Trigger separat gemessen und in einen internen Multi-Event-Buffer abgespeichert. Diese Daten sind für die spätere Korrektur der flugzeitabhängigen Totzeit wichtig.

- Reset des Moduls
 - Lesen und Ausgabe der Modul Identifikationsdaten
 - Einstellung der Eingangslogik
 - Einstellung der Downscaleing Faktoren
 - Einstellung der Ausgangssignal Breiten und Delays
 - Deaktivierung unbenutzter Kanäle
7. Initialisierung der QDCs:
- Reset des Moduls
 - Lesen und Ausgabe der Modul Identifikationsdaten
 - Wahl des Betriebsmodus
 - Deaktivierung unbenutzter Kanäle
 - Einstellung der Pedestal Werte
 - Einstellen der unteren Schwellen
8. Initialisierung der TAPS Module:
- Reset des Moduls
 - Lesen und Ausgabe der Modul Identifikationsdaten
 - Wahl des Betriebsmodus
 - Deaktivierung unbenutzter Kanäle
 - Einstellung der Pedestal Werte
 - Einstellen der unteren Schwellen

Die verschiedenen Parameter wie zum Beispiel die Nachweisschwellen der QDCs und TAPS Module, die Matchwindowbreite und -lage der TDCs oder auch die Logikeinstellungen des FPGAs können vom jeweiligen Nutzer entsprechend der aktuellen Experimentbedingungen frei gewählt und mit Hilfe einer einfachen Textdatei an MBS übergeben werden.

3.5.1.1 Automatische Probenpositionierung

Nach der Initialisierung kann mit Hilfe von MBS optional noch die Position der zu untersuchenden Probe verändert werden. Dies geschieht mit Hilfe eines speziellen Logik-Ausgangssignals eines der Scaler Module. Dieses Signal kann vom Nutzer nach Belieben auf Logisch High oder Logisch Low gesetzt werden. In diesem Fall wird es dazu benutzt, um ein Relais kurz an und wieder aus zu schalten. Das Relais funktioniert wiederum als Schalter für die Schrittmotorsteuerung des Probenhalters (vgl. Kap. 2.4) und ermöglicht damit eine automatisierte Änderung der Probenposition. Da es keine Möglichkeit gibt diese Position elektronisch zu überprüfen, bestimmt MBS die gegenwärtige Position aus der Anzahl der bereits getätigten Positionswechsel und der Wechselreihenfolge. Letztere sowie die erste Position zu Beginn einer Messreihe müssen MBS einprogrammiert bzw. übergeben werden.

3.5.1.2 Automatische Absorberpositionierung

Ebenfalls optional kann auch die Position des Absorberhalters (vgl. Kap. 2.5) verändert werden. Dies funktioniert jedoch mit Hilfe eines zusätzlichen Programms namens `opc2shm` [Wag05], welches parallel zu MBS läuft. Dieses Programm kommuniziert mit einem OPC Server, welcher primär dazu verwendet wird, um die Betriebsparameter, wie zum Beispiel den Kathodenstrom, des ELBE Beschleunigers zu erfragen, welcher aber auch Befehle zur Änderung bestimmter Parameter weiterleiten kann. Zu diesen Parametern gehört auch die Position des Absorberhalters. Desweiteren teilt sich `opc2shm` mit MBS ein Shared Memory Segment, einen Abschnitt im Arbeitsspeicher des PCs, der von beiden Programmen beschrieben und gelesen werden kann und somit eine Kommunikation zwischen diesen beiden Programmen ermöglicht. Damit kann MBS zum einen den Beschleunigerbetriebszustand bestimmen und in den Datenstrom einbinden und zum anderen auch den Befehl zum Ändern der Absorberposition senden.

Sind alle Einstellungen abgeschlossen, wird die Triggererzeugung im FPGA freigegeben und die Messung beginnt.

3.5.2 Die Datenauslese

Die Datenauslese startet bei jedem Auslese-Trigger, der sich je nach Skalierungsfaktor aus dem Event-Trigger ergibt (siehe Kap. 3.4). Im Allgemeinen wird der Auslese-Trigger aller 32 Events erzeugt.

Tritt der Auslese-Trigger auf, so arbeitet MBS folgende Liste schrittweise ab:

1. Auslese des ELBE Betriebszustands vom OPC Server (optional)
2. Auslese der Scaler
 - Auslese der Scalerwerte
 - Ausgabe der Scalerwerte auf dem Monitor
 - Berechnung und Ausgabe der Werte der Schnellen Analyse (optional)
3. Auslese des FPGA Moduls
 - Auslese der Totzeit-Scalerwerte
4. Auslese des ADCs
 - Auslese der ADC Werte
 - Abspeichern der Werte für die Schnelle Analyse (optional)
5. Auslese der TDCs
 - Auslese der TDC Werte
 - Abspeichern der Werte für die Schnelle Analyse (optional)
 - Überprüfung auf aufgetretene Fehler
6. Auslese der QDCs
 - Auslese der QDC Werte
 - Überprüfung auf aufgetretene Fehler
7. Auslese der TAPS Module
 - Auslese der gespeicherten Werte
 - Überprüfung auf aufgetretene Fehler
8. Schnelle Analyse (optional)

In den Ausgabespeichern der verschiedenen Module sind die Daten als 16 oder 32 Bit lange Datenworte abgelegt. Je nach Modultyp sind die Messdaten unterschiedlich in diesen Bits codiert (siehe Abb. C.1). Zum Beispiel verwenden die Scaler alle 32 Bit für einen Messwert, der ADC benutzt nur 16 Bit oder der TDC benutzt die obersten 5 Bit zur Identifikation des Worttyps, während die TAPS Module diese Bits zur Modulidentifikation einsetzen.

Um die Daten später analysieren zu können, müssen alle Datenworte in eine einheitliche Struktur gebracht werden. Diese vereinheitlichte Struktur ist in Abb. C.2 dargestellt. Sie basiert auf der eindeutigen Identifikation des Datenwort-Typs über die obersten 5 Bits des Wortes, den sogenannten GEO Wert. Diese Bezeichnung rührt von der Geografischen Adresse der jeweiligen Moduls her. Ihr Wert ist normalerweise identisch mit der Nummer des Einschubschlitzes (Slot) in dem sich das Modul befindet, er lässt sich aber bei den meisten Modulen beliebig umprogrammieren.

In Tabelle C.1 ist die Zuordnung der GEO zu den verschiedenen Datenwort-Typen aufgelistet. Neben den eigentlichen physikalischen Daten von ADC, TDCs etc. werden noch weitere Informationen wie zum Beispiel die Absorber bzw. Target Position geschrieben, die ebenfalls über die GEO eindeutig erkannt werden können.

Alle Daten werden in der Reihenfolge, wie sie aus den verschiedenen Modulen gelesen werden, in eine List-Mode-Datei geschrieben und gleichzeitig einer Online-Analyse zugeführt. Dabei liegt die Priorität auf dem Abspeichern in die LMD, d.h. bei einer hohen Datenrate kann es vorkommen, dass die Online-Analyse nicht alle Datenpakete erhält.

3.5.2.1 Schnelle Analyse zur Beschleunigerkontrolle

Einige Informationen, wie zum Beispiel die detektierten Neutronenraten und die Anzahl der Untergrundereignisse, sind wichtig, um Strahlparameter anzupassen und damit stabile Experimentbedingungen zu erreichen. Diese Werte werden mit Hilfe von MBS in einer „Schnellen Analyse“ bestimmt. Dazu speichert MBS die TDC Werte des Beschleunigers und ausgewählter Plastik-Szintillationsdetektoren und der Spaltkammer in ein Datenarray. Nach der Auslese erfolgt die Auswertung dieser Daten. Es wird die Zeitdifferenz Δt der Detektorsignale zum Beschleunigersignal berechnet. Δt wird dann mit vorher festgelegten Zeitintervallen verglichen und dadurch als „Zufälliger Untergrund“, „Strahlinduzierter Untergrund“, „Photon“ und „Neutron“ klassifiziert. Die Anzahl der in die verschiedenen Intervalle fallenden Events wird aufsummiert. Mit der nächsten Auslese der Scaler Werte, die in festen Zeitabständen von typischerweise 15 s erfolgt, werden die Verhältnisse der Eventanzahl in jeder Klasse zur Gesamtzahl aller Events mit den entsprechenden vom Scaler bestimmten Detektorzählraten multipliziert und ergeben damit ein Maß für die Untergrund-, Photon- und Neutronen-Intensitäten. Diese Werte werden in eine ASCII Datei geschrieben, die von den Operateuren des ELBE Beschleunigers gelesen werden kann. Damit ist eine einfache, robuste und schnelle Möglichkeit realisiert, mit deren Hilfe vor Beginn des Experiments ein optimaler Elektronenstrahltransport eingestellt werden kann und eine kontinuierliche Überwachung des Strahlzustandes während des Experiments gewährleistet ist.

Kapitel 4

Die Datenanalyse

Die Analyse der von MBS geschriebenen Daten erfolgt mit Hilfe des bei der GSI Helmholtz-zentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, entwickelten Lean Easy Analysis Systems (LEA) [LEA]. Dieses Softwarepaket ist darauf ausgelegt, sowohl den von MBS geschriebenen Datenstrom als auch die List-Mode-Dateien (LMD) zu entpacken und zu analysieren. Es enthält zudem einfache Werkzeuge um Histogramme zu erzeugen, abzuspeichern und darzustellen.

4.1 Dateneinlese

Die Analyse der Daten erfolgt separat für jedes Auslese-Ereignis. Das Datenpaket jedes dieser Ereignisse enthält die Daten der verschiedenen Module entsprechend der Reihenfolge ihrer Auslese. Aber jeder Datenblock eines Moduls enthält wiederum die Daten verschiedener aufeinanderfolgender Ereignisse. D.h. der erste Schritt der Datenanalyse muss sein, die Daten der verschiedenen Module den einzelnen Events zuzuordnen.

Die Zuordnung erfolgt dadurch, dass das gesamte Auslese-Ereignis in ein riesiges Array (ca. 364 MByte) geschrieben wird. Dieses Array ist noch einmal in Unter-Arrays entsprechend den einzelnen Ereignissen unterteilt (vgl. Abb. 4.1).

Das gesamte Datenpaket eines Auslese-Ereignisses wird nun Wort für Wort gelesen, wobei ein Wort 32 Bit entspricht. Der Typ jedes Wortes wird wie in Kap. 3.5 beschrieben mit Hilfe der obersten 5 Bits identifiziert und die Messdaten entsprechend der in Abb. C.2 dargestellten Struktur extrahiert. Die Werte der Scaler und des OPC Servers sind für die ereignisweise Analyse uninteressant und werden lediglich in Histogramme gefüllt, um die Stabilität der Experimentbedingungen zu überprüfen. Die Messwerte der TDCs, der QDCs, TAPS Module und des ADCs werden wie in Abb. 4.1 illustriert in das Daten-Array entsprechend der fortlaufenden Ereignisnummer, des Detektors und des Photomultipliers (PMT) einsortiert.

Die TDC Daten sind dabei speziell zu behandeln. Durch die Multi-Hit Fähigkeit des TDCs, werden pro Eingangskanal alle innerhalb des Aufnahmezeitfensters, des sogenannten Matchwindows, auftretenden Signale (Hits) aufgenommen (vgl. Kap. 3.2.1). Das Auftreten mehrerer Hits pro Ereignis wird bei den verschiedenen PMTs zu einem geringen Teil dadurch verursacht, dass der entsprechende Detektor kurz hintereinander zwei verschiedene Teilchen nachgewiesen hat. Der Hauptanteil stammt aber von sogenannten Nachpulsen, Signale zeitlich nach dem primären PMT Signal, die über die Schwelle des CFDs reichen können. Sie werden durch Ionisation von Restgas durch die Elektronenlawine in den PMTs verursacht, wodurch Ionen zurück zur Kathode oder den Dynoden laufen und weitere Elektronenlawinen auslösen können.

Die Anzahl der Hits variiert von Ereignis zu Ereignis und ist von Kanal zu Kanal stark unterschiedlich. In Version 1 des Elektronikaufbaus lag sie im Mittel bei etwa 4 Hits pro Ereignis (siehe Abb. 4.2). In Version 2 wird durch die längere Totzeit der CFDs der TAPS Module von 2,7 μ s, im Vergleich zu den 40 ns der vorherigen Modelle, ein Großteil der

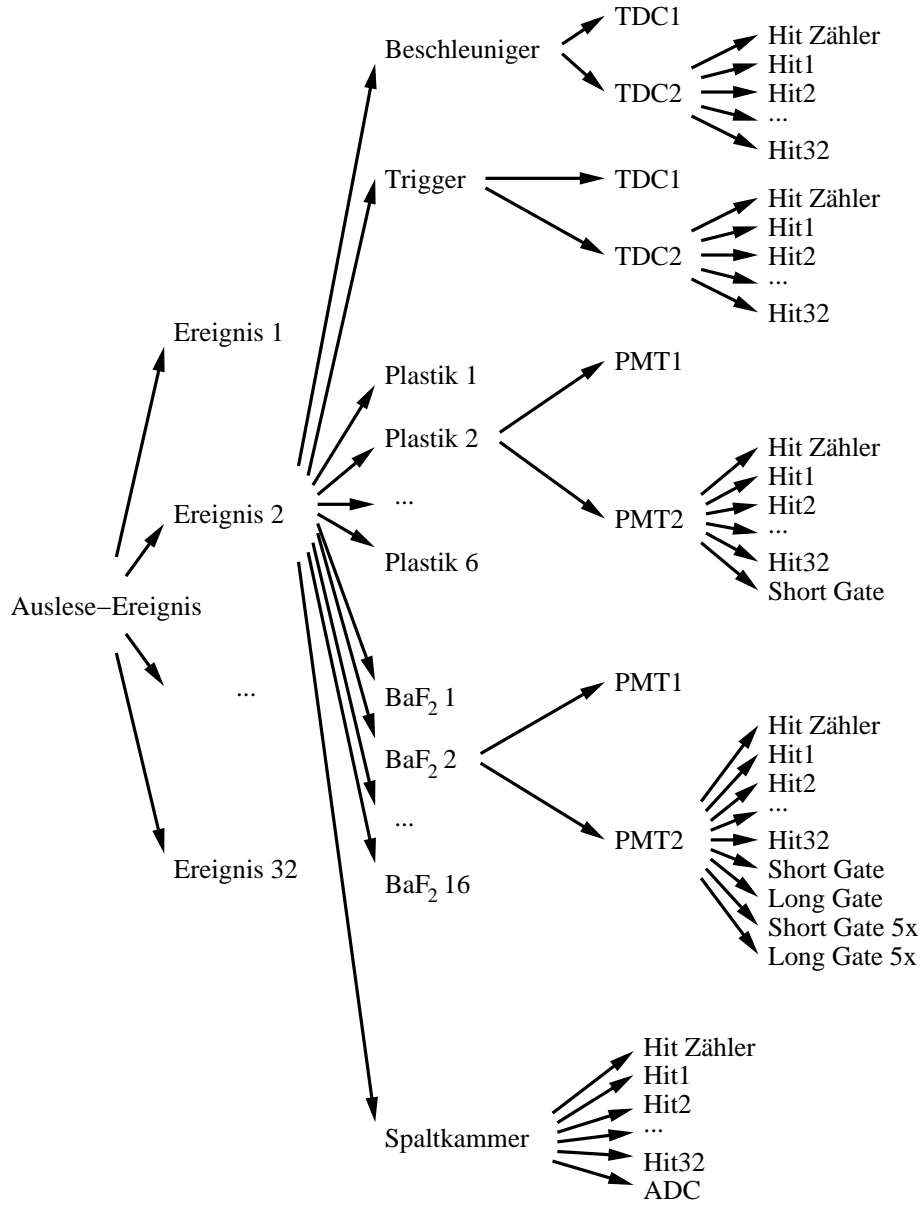


Abbildung 4.1: Struktur des Daten-Arrays. Jedes Auslese-Ereignis enthält die Daten von bis zu 32 Einzelereignissen. Diese wiederum enthalten die Information für die Spaltkammer und alle Plastik- und BaF₂-Szintillationsdetektoren sowie für das Beschleuniger- und das Triggersignal. Die hier gezeigte Grafik repräsentiert die zweite Version. Für Version 1 werden die Daten der nur einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren nicht noch einmal in zwei PMTs unterteilt. Außerdem muss die Anzahl der BaF₂ Unterarrays von 16 auf 42 erweitert werden.

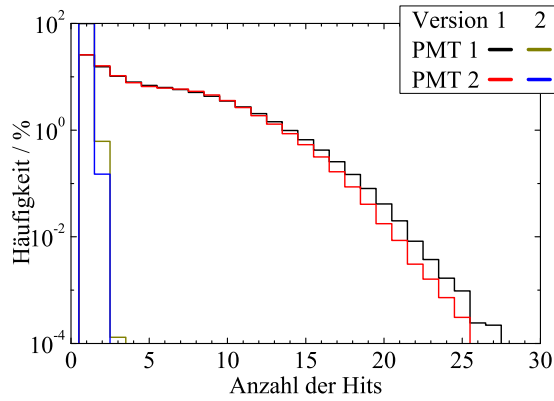


Abbildung 4.2: Anzahl der aufgenommenen TDC Hits der PMTs eines Plastik-Szintillationsdetektors in beiden Versionen der Datenaufnahmeelektronik. Die längere Totzeit der CFDs in den TAPS Modulen blendet einen großen Teil der Nachpulse aus und reduziert so die mittlere Zahl der Hits von etwa 4,5 auf ca. 1,0.

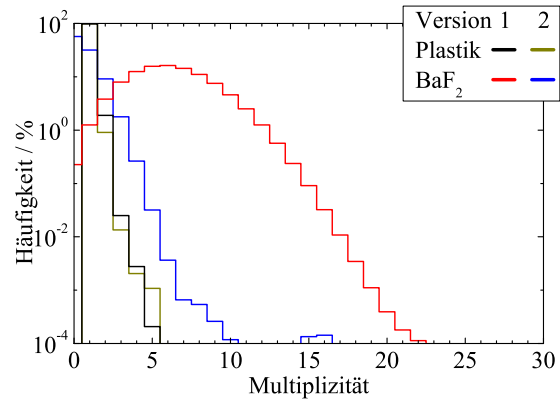


Abbildung 4.3: Anzahl der Detektoren, die pro Ereignis ein Teilchen detektiert haben in beiden Versionen der Datenaufnahmeelektronik. Ein Großteil der von den einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren nachgewiesenen Teilchen sind in den einzelnen PMTs erzeugte Dunkelstromereignisse und werden deshalb durch die beidseitige Auslese als nicht physikalisch verworfen.

Nachpulse ausgeblendet, wodurch sich die mittlere Rate auf 1-2 Hits pro Ereignis reduziert.

Pro Hit gibt der TDC ein Datenwort aus. Dieses Wort enthält als Information die Nummer des Eingangskanals sowie den zeitlichen Abstand des Hits relativ zum Start des Matchwindows in Einheiten der Auflösung des TDCs (vgl. Gl. (4.1)). Diese sogenannten TDC-Rohdaten werden für jeden einzelnen PMT in ein weiteres Unter-Array geschrieben. Die Zahl der tatsächlich aufgetretenen Hits pro PMT wird separat mitgezählt.

4.2 Detektorauswahl

Nach dem Einlesen des Auslese-Ereignisses erfolgt die Analyse der sich jetzt im Daten-Array befindlichen Daten, Ereignis für Ereignis. Da pro Ereignis im Mittel nur 6-7 bzw. 1-2 Detektoren tatsächlich ein Teilchen detektiert haben (siehe Abb. 4.3), werden zuerst alle diejenigen Detektoren bestimmt bei denen dies der Fall war. Dabei wird die Detektion eines Teilchens bei der Spaltkammer und bei den einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren dadurch identifiziert, dass wenigstens ein TDC Hit vorliegt. Für die beidseitig ausgelesenen BaF₂- und die Plastik-Szintillationsdetektoren wird zusätzlich eine Koinzidenz zwischen beiden PMTs verlangt, d.h. beide PMTs müssen jeweils wenigstens einen TDC Hit aufweisen. Alle anderen Detektoren, die diese Forderungen nicht erfüllen werden bei der folgenden Analyse ignoriert.

4.3 TDC-Rohdaten und Bestimmung des Trigger-Detektors

Als Nächstes wird der „Trigger-Detektor“ bestimmt, d.h. derjenige Detektor, der den Trigger ausgelöst hat. Die Identifikation dieses Detektors wird für die spätere Bestimmung der flugzeitabhängigen Totzeit benötigt (siehe Kap. 4.5). Dazu werden zunächst die TDC Rohdaten betrachtet. Diese sind in Abb. 4.4 dargestellt. Dort sieht man Beispiele für die TDC Rohdaten der beiden PMTs eines Plastik-Szintillationsdetektors, wie sie in einem Transmissions- bzw. einem inelastischen Streu-Experiment auftreten. Im Transmissionsexperiment wurden lediglich die Daten eines einzelnen Plastik-Szintillationsdetektors und der Spaltkammer aufgenommen. Dabei verursachte der Plastik-Szintillationsdetektor nahezu die gesamte Triggerrate. Im Streuexperiment wurden zusätzlich noch vier weitere Plastik-Szintillationsdetektoren

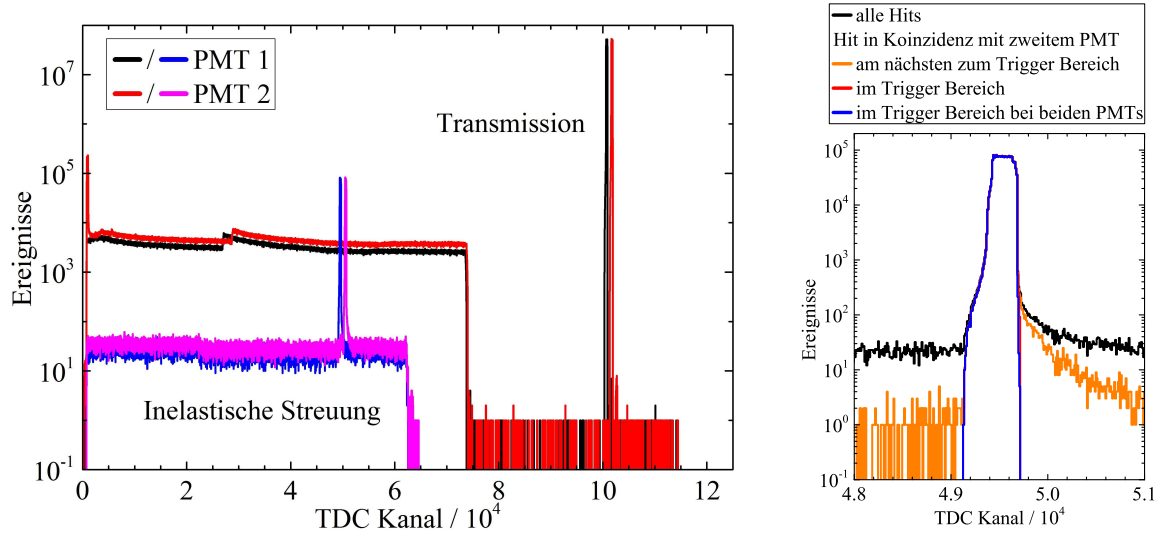


Abbildung 4.4: Links: TDC Rohdaten der beiden PMTs eines Plastik-Szintillationsdetektors, aufgenommen einmal während eines Transmissions- (rot und schwarz) und einmal während eines inelastischen Streuexperimentes (blau und magenta).

Rechts: TDC Rohdaten eines PMTs eines Plastik-Szintillationsdetektors während eines inelastischen Streuexperimentes unter verschiedenen Bedingungen bezüglich des zweiten PMTs zum Finden des Trigger-Detektors. Von allen Ereignissen (schwarz) werden zuerst diejenigen Hits bestimmt, die am nächsten an der vorher definierten Position des Trigger-Hits liegen (orange). Danach erfolgt die Einschränkung auf einen bestimmten zeitlichen Abstand zu dieser Position (rot). Zum Schluss wird verlangt, dass beide PMTs des Detektors diese Bedingung erfüllen (blau).

eingesetzt, die mit ähnlichen Zählraten die Datenaufnahme auslösen konnten.

Für beide PMTs zeigt sich in Abb. 4.4 jeweils ein deutlicher Peak, der sogenannte „Trigger-Peak“, der durch genau die Signale verursacht wird, die auch das Trigger-Signal erzeugt haben. Seine Position wird durch die gewählten Einstellungen für das Matchwindow bestimmt. Relativ zum auslösenden Triggersignal wird ein Start T_{offset} und eine Breite T_{width} festgelegt. Beim Transmissionsexperiment war T_{offset} auf $-10,0 \mu\text{s}$, d.h. $10,0 \mu\text{s}$ vor dem Trigger-Signal, und T_{width} auf $11,5 \mu\text{s}$ gesetzt, beim Streuexperiment auf $-5,0 \mu\text{s}$ bzw. $6,5 \mu\text{s}$.

Mit Hilfe der Auflösung f_{TDCres} des TDCs lassen sich diese Zeiten in Kanalzahlen umrechnen. f_{TDCres} wird durch die Eigenschaften des internen Taktgebers des TDC bestimmt. Dieser besteht aus 32 Delay-Elementen bei einer Taktfrequenz von 320 MHz, womit man

$$f_{\text{TDCres}} = \frac{1}{32 \cdot 320 \text{ MHz}} = \frac{1}{10,24} \text{ ns/ch} \approx 0,09766 \text{ ns/ch} \quad (4.1)$$

erhält. Dieser Wert wurde, wie in [Bey05] beschrieben, mit Hilfe eines sogenannten Time-Calibrators nachgemessen und bestätigt. Zur Unterscheidung von Zeiten in Einheiten von Sekunden und Zeiten in Einheiten von TDC- bzw. Histogramm-Kanälen werden erstere im Folgenden durch ein großes T und letztere durch ein kleines t repräsentiert.

$$T = t \cdot f_{\text{TDCres}} \quad (4.2)$$

Entsprechend T_{offset} befinden sich die Trigger-Peaks in den TDC Rohdaten bei der Transmission etwa im Kanal 102400 und beim Streuexperiment bei etwa 51200. Der Trigger-Peak des ersten PMTs ist aufgrund des 100 ns-Kabel delays (siehe Kap. 3.2.1.1) noch um 1024 Kanäle zu kleineren Zeiten verschoben. Die Form des Peaks (in Abb. 4.4 rechts) lässt sich zum einen durch die Auflösung für das Trigger-Signal erklären und zum anderen durch dessen Erzeugung. Der TDC erzeugt das Matchwindow relativ zum eingehenden Trigger-Signal. Die Ankunftszeit dieses Signals bestimmt der TDC aber nur mit einer Genauigkeit von 25 ns.

Die endgültigen Messwerte werden aber mit der hohen Auflösung f_{TDCres} relativ zum Start des Matchwindows ausgegeben. Daher sind die Hits, die das Trigger-Signal erzeugt haben, innerhalb eines Bereichs von 256 Kanälen gleichverteilt. Für die Spaltkammer und die einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren ist dies tatsächlich der Fall. Bei den beidseitig ausgelesenen Detektoren kommt ein weiterer Effekt hinzu, da bei diesen das Trigger-Signal aus der Koinzidenz der CFD-Signale der beiden PMTs erzeugt wird. Diese Signale sind etwa 30 ns lang. Das Koinzidenzsignal wird erzeugt, wenn beide CFD-Signale auf logisch 1 liegen und es startet genau dann, wenn das zeitlich zweite PMT-Signal von logisch 0 auf auf logisch 1 umspringt. D.h. das zeitlich erste Signal kann bis zu 30 ns vor dem Trigger-Signal liegen. Dies verursacht den etwa 300 Kanäle langen Abfall des Trigger-Peaks im TDC Rohspektrum hin zu kleineren Zeiten.

Die restliche Verteilung in Abb. 4.4 außerhalb der Hauptpeaks wird durch Ereignisse verursacht, die durch andere Detektoren ausgelöst wurden, und durch Nachpulse der PMTs. Die Effekte durch Nachpulse sind speziell bei den beidseitig ausgelesenen Detektoren besonders ausgeprägt. Bei diesen kann das Trigger-Signal durch die zufällige Koinzidenzen z.B. eines primären Signal im einen PMT mit einem Nachpuls im anderen ausgelöst werden. Eine Koinzidenz von Nachpulsen aus beiden PMTs ist ebenfalls denkbar. Das TDC-Rohspektrum wird dann bei kleinen Zeiten mit den primären Hits bevölkert während der Trigger-Peak die Nachpuls-Hits enthält.

Durch die CFD Totzeit von 2,7 μs entsteht ein entsprechend breiter „leerer“ Bereich zwischen der nahezu flachen Verteilung der Primär-Hits und dem Trigger-Peak. Dieser Bereich wird nur durch Ereignisse aufgefüllt, zu denen der betrachtete Plastik-Szintillationsdetektor in lediglich einem PMT ein Signal aufweist und die Datenaufnahme durch einen anderen Detektor getriggert wurde. Daher ist dieser leere Bereich in der Transmissionsmessung, während der nur noch die Spaltkammer aktiviert war, wesentlich deutlicher sichtbar als in dem Streuexperiment.

Um jetzt den Detektor zu bestimmen, der die Datenaufnahme ausgelöst hat, wird für jeden PMT jedes Detektors überprüft, ob er einen Hit t_{trig} innerhalb des Trigger-Peaks aufweist. Für die beidseitig ausgelesenen Detektoren muss dies für beide PMTs zutreffen. Die Grenzen des Bereichs des Trigger-Peaks werden dafür vorher aus dem TDC-Rohspektrum abgelesen. Es werden auch nur diejenigen Detektoren betrachtet, die nicht von der Triggerlogik ausgeschlossen wurden (vgl. Kap.3.4). Die BaF₂-Szintillationsdetektoren, die nur bei Messungen mit Prüfquellen zur Trigger-Generierung zugelassen wurden, werden daher in den meisten Fällen bei der Bestimmung des Trigger-Detektors ignoriert. Haben mehrere Detektoren Hits innerhalb des Trigger-Peaks, so wird derjenige mit dem kleineren TDC Messwert ausgewählt. Nur der eine Detektor, der nach dieser Auswahlprozedur übrig bleibt, ist der „Trigger-Detektor“ und nur er wird später für die Bestimmung der Totzeit verwendet.

4.4 Zeitreferenz und Flugzeitkalibrierung

Für die Konvertierung der TDC-Kanalzahl in eine absolute Flugzeit wird die Referenzzeit bestimmt. Diese ist durch den zeitlich ersten Hit des Beschleunigerreferenzsignals gegeben.¹ Die zeitliche Differenz t_i aller Detektorkanäle, d.h. jedes einzelnen PMTs, zu dieser Referenzzeit $t_{\text{acc},0}$ realisiert eine absolute Zeitskala:

$$t_i = t_{i,0} - t_{\text{acc},0} \quad (4.3)$$

$t_{i,0}$ ist dabei abhängig vom betrachteten Detektor. Ist dies der im vorhergehenden Abschnitt 4.3 bestimmte Trigger-Detektor, so ist $t_{i,0}$ die Zeit des Hits, der den Trigger ausgelöst hat, d.h. t_{trig} . Ist es nicht der Trigger-Detektor und handelt es sich um einen einseitig

¹Hier sollte schon bei der Experimentdurchführung durch die geeignete Wahl des Matchwindows darauf geachtet werden, dass mindestens ein Hit pro Ereignis aufgenommen wird. Wäre dies nicht der Fall, wäre der Hauptteil der folgenden Analyse nicht durchführbar.

ausgelesenen Detektor (hierzu zählt auch die Spaltkammer), wird der jeweils erste Hit im Matchwindow verwendet. Handelt es sich um einen zweiseitig ausgelesenen Detektor, so wird jeweils das zeitlich erste Paar von Hits in beiden PMTs benutzt, das eine Zeitdifferenz aufweist, wie sie für die Erfüllung der Bedingungen für die Bestimmung des Trigger-Detektors nötig gewesen wäre. D.h. die nötige Zeitdifferenz ist dabei durch die Grenzen der Trigger-Peaks definiert.

Die absolute Flugzeit kann durch Ereignisse, die von Teilchen mit bekannter Geschwindigkeit verursacht werden, bestimmt werden. Dazu eignen sich z.B. Ereignisse von Bremsstrahlungsphotonen oder Neutronenresonanzen bekannter Energie. Für die Spaltkammer und die einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren ergibt sich die Flugzeit T von der Quelle zum Detektor aus t_i :

$$T = f_{\text{TDCres}} \cdot (t_i - t_\gamma) + T_\gamma \quad (4.4)$$

Wobei t_γ die Lage des Photonen-Peaks im t_i Spektrum und T_γ die berechnete Flugzeit der Photonen sind. Letztere ergibt sich aus:

$$T_\gamma = \frac{S + L}{c} \quad (4.5)$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, S die bekannte Flugstrecke von der Neutronenquelle bis zur Probe und L die Flugstrecke von der Probe zum Nachweisort innerhalb des Detektor. Bei der Spaltkammer, die sich direkt im Strahl befindet, ist $L = 0$ und S gleich dem Abstand der Neutronenquelle zur Mitte der Kammer.

Zur Normierung der Zeitdifferenzspektren der Plastik- und der beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren müssen noch weitere Schritte durchgeführt werden. Als erstes werden die Zeitsumme Σt und die Zeitdifferenz Δt beider PMTs gebildet:

$$\Sigma t = (t_2 + t_1) / 2 \quad (4.6)$$

$$\Delta t = t_2 - t_1 \quad , \quad (4.7)$$

Diese Größen sind, wie in [Bey05] gezeigt, proportional zur Teilchenflugzeit T bzw. zum longitudinalen Abstand x des Detektionsortes von der Mitte des Detektors:

$$T = f_{\text{TDCres}} \cdot (\Sigma t - \Sigma t_\gamma) + T_\gamma \quad (4.8)$$

$$x = \frac{c_{\text{eff}}}{2} \cdot f_{\text{TDCres}} \cdot (\Delta t - C_x) \quad , \quad (4.9)$$

Wobei c_{eff} die effektive Lichtgeschwindigkeit innerhalb des Szintillators ist. Für die Plastik-Szintillatoren wurde diese in [Bey05] gemessen und für die BaF₂-Szintillatoren wird sie in Kap. 6 bestimmt. Die Konstante C_x wird aus dem Δt Histogramm einer Messung bestimmt, bei der eine kollimierte ⁹⁰Sr Elektronenquelle mittig auf dem Szintillator positioniert war. Σt_γ ist die Lage des Photonen-Peaks im Σt Spektrum. T_γ berechnet sich wieder aus Gl. (4.5), wobei sich L aus dem Detektionsort x nach Gl. (4.9) und dem Abstand s der Detektormitte von der Probe l ergibt:

$$L = \sqrt{x^2 + l^2} \quad (4.10)$$

Mit Hilfe von x und T können weitere Filter angewendet werden. Zum einen können alle Ereignisse, die zum Beispiel durch eine zufällige Koinzidenz zweier Dunkelstromereignisse, entsprechend ihrer Zeitdifferenz scheinbar außerhalb des Szintillators stattgefunden haben, als unphysikalisch verworfen werden. Zum anderen sind für die weitere Analyse nur Ereignisse interessant, die durch Neutronen verursacht wurden. Diese können durch geeignete Grenzen für die Flugzeit identifiziert werden.

Nach der Anwendung dieser Filter ist der letzte Schritt der Analyse die Auswertung von Koinzidenzen zwischen verschiedenen Detektoren, insbesondere zwischen den Plastik- und den BaF₂-Szintillationsdetektoren. Dies sind die für die Bestimmung des Inelastischen Streuquerschnittes interessanten Ereignisse. Dafür muss wie in Kap. 8 genauer beschrieben ein

Korrelations-Histogramm erzeugt werden, welches alle detektierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Flugzeit des einfallenden Neutrons $T_{n,in}$ und der Flugzeit des gestreuten Neutrons $T_{n,out}$ enthält.

Diese berechnen sich wie folgt:

$$T_{n,in} = T_{BaF} - \frac{L_{BaF}}{c} \quad , \quad (4.11)$$

$$T_{n,out} = (T_{Pl} - T_{n,in}) \cdot \frac{L_{norm}}{L_{Pl}} \quad (4.12)$$

Dabei sind T_{BaF} und T_{Pl} die nach Gl. (4.4) oder (4.8) kalibrierten Flugzeiten zum BaF_2 - bzw. Plastik-Szintillationsdetektor und L_{BaF} und L_{Pl} die entsprechenden nach Gl. (4.10) bestimmten tatsächlichen Flugstrecken. L_{norm} ist eine Normierungslänge, von üblicherweise 1 m, die dazu dient Neutronen gleicher Energie aber unterschiedlicher Flugrichtung einer einheitlichen Flugzeit zuzuordnen, d.h. der Faktor L_{norm}/L_{Pl} korrigiert den Effekt der unterschiedlichen Flugstrecken z.B. zwischen der Mitte und dem Ende des Szintillators.

4.5 Totzeit-Korrektur für Primär-Detektoren

Nicht jedes von den Detektoren ausgegebene Signal kann von der Datenaufnahme aufgenommen werden. Signale, die zu einer Zeit auftreten, während der die Datenaufnahme noch mit der Verarbeitung eines vorhergehenden Signals beschäftigt ist, werden ignoriert und gehen verloren. Diese sogenannte Totzeit muss bei der Umrechnung der aufgenommenen in die tatsächliche Detektor-Zählrate beachtet werden. Dabei muss zwischen „Primär-Detektoren“, d.h. Detektoren, die nicht von der Logik zur Trigger-Generierung ausgeschlossen wurden, und „Sekundär-Detektoren“, die lediglich „mitgelaufen“ sind, d.h. die die Datenaufnahmen selbst nicht auslösen konnten, unterschieden werden. Die Bestimmung der Totzeit-Korrektur für Erstere geschieht im Folgenden. Die Sekundär-Detektoren werden im folgenden Abschnitt behandelt.

Nachdem ein Trigger ausgelöst wurde, ist die Datenaufnahme eine gewisse Zeit damit beschäftigt, die ankommenden Signale in Datenworte zu konvertieren. Während dieser Zeit wird kein neuer Trigger erzeugt. Die Dauer dieser sogenannten Totzeit T_{dead} ist nicht konstant sondern hängt von der Anzahl der Signale ab, die digitalisiert und in den Zwischenspeichern der verschiedenen Module abgelegt werden müssen. Zusätzlich müssen die Zwischenspeicher von Zeit zu Zeit ausgelesen werden. Die Zeit für die Datenkonversion ist typischerweise etwa 15 μs pro Ereignis, während die Auslesezeit einige Millisekunden dauern kann, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist. Diese Werte entsprechen dem gesamten Auslesezyklus der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Elektronik mit einer Datenrate von bis zu 22 Mbit/s.

T_{dead} wird durch die Länge des Veto-Signals bestimmt (siehe Kap. 3.4). Es ist die logische Konjunktion der Busy-Signale aller Module. In Version 1 des Messaufbaus wurde die Länge der Totzeit integral über das gesamte Experiment mit Hilfe eines Scaler-Moduls gemessen. Das Scaler-Modul hat einen internen 10 MHz Taktgeber, die sogenannte Clock. Die Impulse dieser Clock wurden gleichzeitig zum einen freilaufend und zum anderen inhibiert mit dem Veto-Signal gezählt. Die Zahl der freilaufend aufgenommenen Clock Signale ergibt die Echtzeit der Messung T_{real} . Die Zahl der inhibierten Clock Signale ergibt die Live-Zeit $T_{live} = T_{real} - T_{dead}$.

In Experimenten mit zeitlich zufällig auftretenden Ereignissen ist das Verhältnis T_{live}/T_{real} der integralen Live- und Echtzeit ausreichend, um die von der Datenerfassung aufgenommene Zählrate auf die tatsächlich vom Detektor registrierte Teilchenrate umzurechnen. In Flugzeitexperimenten mit einer gewissen Zeitstruktur ist die Totzeitkorrektur komplizierter. Durch die zeitliche Verteilung des Eintreffens am Detektor von Teilchen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, ist die Totzeit im gesamten Flugzeitbereich nicht gleichverteilt. Zum Beispiel detektiert der Detektor sehr viel Photonen aus dem Bremsstrahlungs-Flash. Aber jedes Mal,

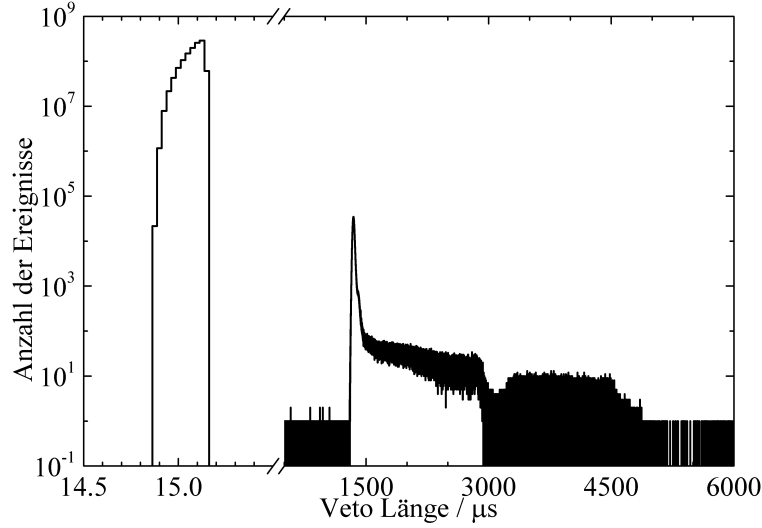


Abbildung 4.5: Gemessene Häufigkeitsverteilung der Totzeit pro Ereignis. Jeder Datenaufnahmen-Trigger hat eine Totzeit von etwa 15 μs zur Folge. Nach jedem 32ten Trigger werden die Zwischenspeicher der verschiedenen Module ausgelesen und auf einen Daten-Server transferiert. Dies verursacht eine wesentlich längere Totzeit von etwa 1,5 ms.

wenn ein Photon die Datenaufnahme startet, kann für die Dauer der dadurch verursachten Konversionszeit kein weiteres Teilchen, ob Photon oder Neutron, registriert werden. Dies ist in Abb. 4.6 illustriert. Daher ist ein systematisch größerer Verlust an registrierten Neutronen zu erwarten im Vergleich zur Zahl der aufgenommenen Photonen. Dieser Effekt kann nur durch eine flugzeitkanalabhängige Totzeitkorrektur berücksichtigt werden.

Die Totzeit pro Ereignis $T_{\text{dead, ev}}$ hat keinen festen Wert, wie in Abb. 4.5 dargestellt. Daher muss der Wert für jedes Ereignis einzeln gemessen werden. Dies wurde in Version 1 der Datenaufnahme noch nicht implementiert, ist aber in Version 2 mit Hilfe des FPGA Moduls realisiert worden. Das FPGA Modul benutzt eine 40 MHz Clock und einen Multievent-Pufferspeicher, um die Veto-Länge pro Trigger-Ereignis zu messen.

Mit den damit bekannten Werten von $T_{\text{dead, ev}}$ kann die flugzeitabhängige Totzeitkorrektur bestimmt werden. Dazu muss ein Histogramm aufgenommen werden, in dem die entsprechenden Flugzeitkanäle hinter den die Ereignisse ausgelösten Einträgen als in der Totzeit befindlich, d.h. blockiert, markiert werden. Dies ist in Abb. 4.7 veranschaulicht.

Um Rechenzeit zu sparen, werden pro Ereignis jedoch nicht alle über 150000 Flugzeitkanäle eines einzelnen Histogramms inkrementiert, sondern nur je ein Kanal in drei verschiedenen Histogrammen. In einem Histogramm wird die Anzahl der durch die einzelnen Ereignisse komplett blockierten Beschleunigerzyklen $N_{\text{block, ev}}$ akkumuliert, im zweiten die Anzahl $N_{\text{start, } i}$ wie häufig in einem bestimmten Flugzeitkanal $i = t_{\text{start, ev}}$ ein Veto-Zeitfenster beginnt und im dritten die Anzahl $N_{\text{stop, } j}$ wie häufig das Veto-Zeitfenster im Kanal $j = t_{\text{stop, ev}}$ endet. $N_{\text{block, ev}}$ ergibt sich aus $T_{\text{dead, ev}}$ und der Beschleunigerperiode T_{acc} durch Ganzzahldivision:

$$N_{\text{block, ev}} = T_{\text{dead, ev}} \text{ div } T_{\text{acc}} \quad (4.13)$$

$t_{\text{start, ev}}$ ist die Zeitdifferenz zum Beschleunigerreferenzsignal nach Gl. (4.3) bzw. (4.6) desjenigen Detektors, der den Trigger ausgelöst hat (siehe Kap. 4.3). Der Rest der Ganzzahldivision,

$$T_{\text{rest, ev}} = T_{\text{dead, ev}} \text{ mod } T_{\text{acc}} \quad , \quad (4.14)$$

wird verwendet, um $t_{\text{stop, ev}}$ zu bestimmen. Dazu wird $T_{\text{rest, ev}}$ zuerst mit Hilfe der TDC Auflösung f_{TDCres} aus Gl. (4.1) in eine Kanalzahl, $t_{\text{rest, ev}}$, umgewandelt. Dann ergibt sich

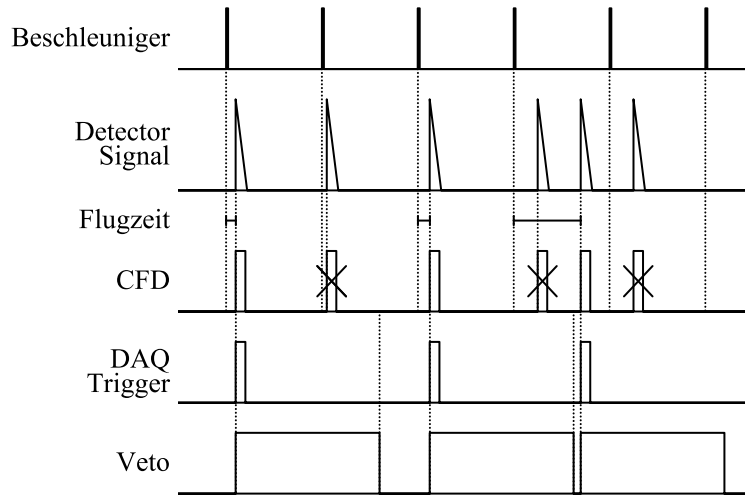


Abbildung 4.6: Illustration der Totzeiteffekte. Jedes Detektorsignal, das ein CFD-Signal erzeugt, generiert nur dann ein Trigger-Signal, wenn das Veto-Signal gleichzeitig auf logisch Null liegt. Jedes weitere Detektorsignal wird ignoriert solange die Datenaufnahme mit der Konversion beschäftigt ist (durchgestrichene CFD-Signale). Die Flugzeit wird nur für die Signale berechnet, die einen Trigger erzeugt hatten.

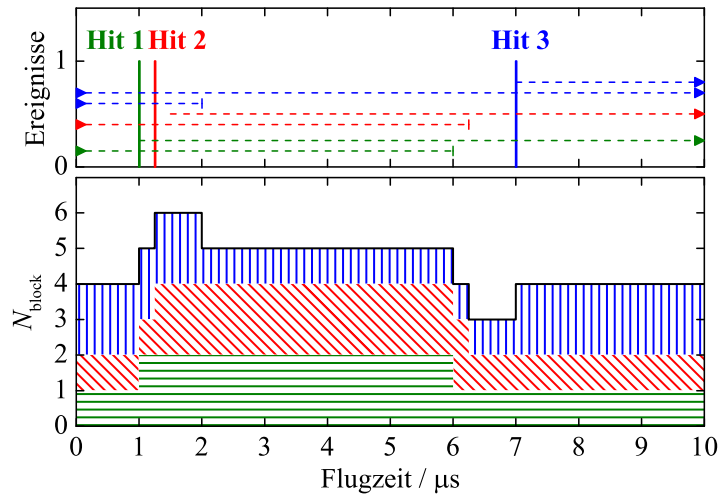


Abbildung 4.7: Bestimmung der kanalabhängigen Totzeitkorrektur. Für jedes Detektorereignis, das im Flugzeitspektrum (oben) aufgenommen wird, wird die Zahl der dadurch blockierten Flugzeitkanäle durch die Länge der Konversionszeit bestimmt (gestrichelte Linien). Die Konversionszeit reicht typischerweise bis in die nächste Beschleunigerperiode. Zur Illustration ist hier eine Beschleunigerperiode von $10 \mu\text{s}$ und eine Konversionszeit von $15 \mu\text{s}$ gewählt. Die Zahl der Blockierungen $N_{\text{block},i}$ jedes einzelnen Flugzeitkanals i wird in einem zweiten Histogramm aufakkumuliert (unten). Angefangen von der Zeit des Detektorereignisses wird der Inhalt jedes darauf folgenden Kanals dieses zweiten Histogramms um 1 inkrementiert bis zum Ende der Konversionszeit (schraffierte Flächen). Wenn vorher das Ende des Histogramms, d.h. $10 \mu\text{s}$, erreicht wird, beginnt das Befüllen der Kanäle wieder beim Anfang des Histogramms, d.h. bei $0 \mu\text{s}$.

$t_{\text{stop,ev}}$ aus:

$$t_{\text{stop,ev}} = t_{\text{start,ev}} + t_{\text{rest,ev}} \quad (4.15)$$

Ist der Wert von $t_{\text{stop,ev}}$ größer als die Beschleunigerperiode $t_{\text{acc}} = T_{\text{acc}}/f_{\text{TDCres}}$, so bedeutet dies eine Überlappung in die nächste Periode und wird dadurch berücksichtigt, dass $t_{\text{stop,ev}}$ um t_{acc} verkleinert wird und gleichzeitig $N_{\text{block,ev}}$ um 1 erhöht.

Nach der Analyse aller Ereignisse eines Experiments, kann dann der Totzeitkorrekturfaktor α_i für jeden Flugzeitkanal i berechnet werden. Dazu muss zuerst die Anzahl $N_{\text{block},i}$, die angibt wie häufig der Flugzeitkanal i durch Ereignisse in anderen Kanälen blockiert wurde, aus den drei oben beschriebenen Histogrammen bestimmt werden:

$$N_{\text{block},i} = \sum_{j=\text{min}}^i (N_{\text{start},j} - N_{\text{stop},j}) + N_{\text{block,tot}} \quad (4.16)$$

Dabei ist $N_{\text{block,tot}}$ das Integral des $N_{\text{block,ev}}$ -Histogramms. α_i ergibt sich dann zu:

$$\alpha_i = \frac{N_{\text{acc}} - N_{\text{block},i}}{N_{\text{acc}}} \quad , \quad (4.17)$$

wobei N_{acc} wiederum die Gesamtzahl der Beschleunigerperioden in dem Experiment ist, die mit Hilfe des Scaler-Moduls gemessen wurde. Mit Hilfe von α_i kann jetzt die Zahl der registrierten Detektor-Ereignisse $N_{\text{live},i}$ in die Zahl der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse $N_{\text{real},i}$ umgerechnet werden:

$$N_{\text{real},i} = \frac{N_{\text{live},i}}{\alpha_i} \quad (4.18)$$

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 4.8 die berechnete Verteilung von α für eine Transmissionsmessung dargestellt. Das Flugzeitspektrum wurde mit einem Plastik-Szintillationsdetektor gemessen, der sich direkt im nELBE-Strahl befand. Die Konversionszeit von etwa 15,1 μs nach jedem detektierten Photon bedingt einen breiten Bereich reduzierten Totzeitfaktors α , d.h. erhöhter Totzeit. Bei der Position des Photonen-Flashes fällt α um etwa 9,5 % von 0,648 auf 0,587. Die Beschleunigerperiode war etwa 9,8 μs , wodurch α bei etwa 5,3 μs Flugzeit wieder nach oben springt. Diesen Sprung kann man auch im Untergrundniveau des unkorrigierten Flugzeitspektrum erkennen. Der Bereich um diesen Sprung entspricht einer Neutronenenergie unterhalb von 10 eV, d.h. unterhalb der Nachweisschwelle des Detektors. Daher sind in diesem Flugzeitbereich keine strahlkorrelierten Ereignisse mehr zu erwarten und der tatsächliche Untergrund kann als flach angenommen werden. Nach der Korrektur mit Gl. (4.18) ist der Sprung völlig kompensiert.

Verglichen mit dem großen Einfluss des Photonen-Flashes, sind die Auswirkungen durch Neutroneninduzierte Ereignisse sehr klein. Die durch sie verursachte Variation des Korrekturfaktors beträgt lediglich etwa 0,1-0,2 % .

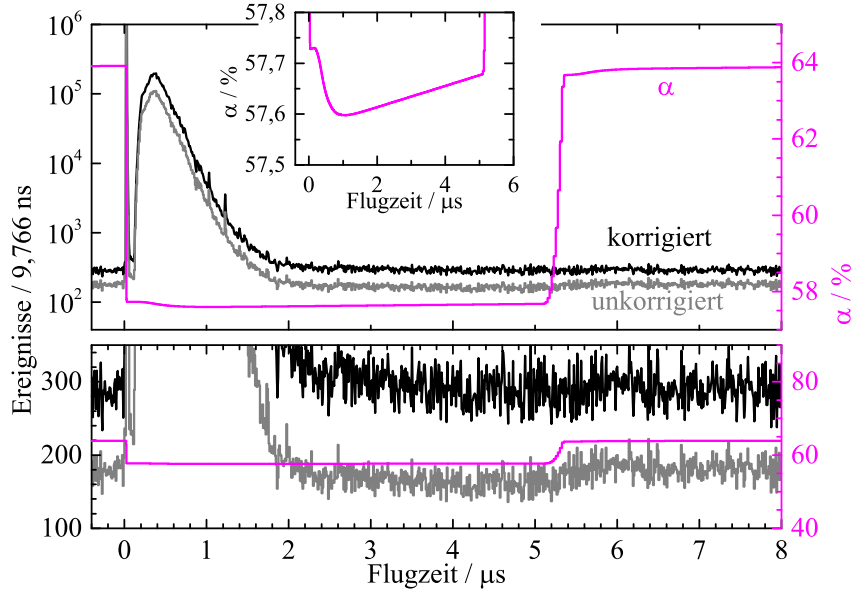


Abbildung 4.8: Kanalabhängiger Totzeitkorrekturfaktor α (magenta) berechnet für ein gemessenes Flugzeithistogramm (grau). Der Photonen-Flash verursacht einen breiten Bereich erhöhter Totzeit in der Flugzeitregion der neutroneninduzierten Ereignisse. Die Totzeitvariation innerhalb dieser Region ist dagegen eher klein (siehe Inset). Der durch den Photonen-Flash verursachten Sprung der Totzeit bei etwa $5,3 \mu\text{s}$ Flugzeit ist sogar im Untergrundniveau des unkorrigierten Flugzeitspektrums zu erkennen (unten). Im totzeitkorrigierten Flugzeitspektrum (schwarz) ist dieser Bereich flach.

4.6 Totzeit-Korrektur für Sekundär-Detektoren

Die bisherigen Berechnungen der Totzeit-Korrektur finden nur bei „Primär-Detektoren“ Anwendung, d.h. bei Detektoren, die nicht von der Trigger-Generierungs-Logik ausgeschlossen wurden. Will man „Sekundär-Detektoren“ untersuchen, die lediglich „mitgelaufen“ sind, d.h. die die Datenaufnahme selbst nicht auslösen konnten, muss die Totzeitkorrektur noch erweitert werden. Dies trifft vor allem auf die BaF₂-Szintillationsdetektoren zu.

Für diese Detektoren müssen zwei Effekte betrachtet und korrigiert werden. Zum einen werden Signale dieser Detektoren nur gemessen, wenn ein Primär-Detektor die Datenaufnahme ausgelöst und somit ein Matchwindow geöffnet hatte, und zum anderen erzeugt die Totzeit der Diskriminatoren (CFD) Zeitfenster, in denen keine Detektorsignale registriert werden können. Um die Korrektur des zweiten Effekts, d.h. die CFD-Totzeit, exakt bestimmen zu können, muss als erstes der Effekt des Matchwindows korrigiert werden. Daher wird zuerst die Matchwindow-Verteilung N_{match} , d.h. die Verteilung wie oft das Matchwindow für jeden einzelnen Flugzeitkanal offen war, bestimmt. Dazu wird für jedes detektierte Ereignis die Zeitdifferenz des Beginns, d.h. $t = t_0$, und des Endes, also $t = t_{\text{max}}$, des Matchwindows relativ zum Beschleuniger-Referenzsignal t_{acc} bestimmt.

Laut Bedienungsanleitung des TDCs sollte $t_0 = 0$ Kanäle sein. t_{max} ist abhängig von den für ein Experiment gewählten Matchwindow-Einstellungen. In inelastischen Streu-Experimenten ist die Breite des Matchwindows typischerweise auf 6500 ns gewählt, d.h. t_{max} sollte 66560 Kanälen entsprechen. Aber wie eine Betrachtung der aufgenommenen TDC Rohdaten für das Beschleunigerreferenzsignal und die BaF₂ Detektoren in Abb. 4.9 zeigt, treten sowohl am Beginn als auch am Ende des Matchwindows Effekte auf, die die effektive Größe des Matchwindows herabsetzen. Während das Beschleunigerreferenzsignal scharfe Kanten von etwa 1-2 Kanälen Breite bei Kanal 767 und 62823 aufweist, zeigen die PMTs in der Nähe dieser Kanten stufenartige Strukturen. Diese Strukturen sind möglicherweise auf eine

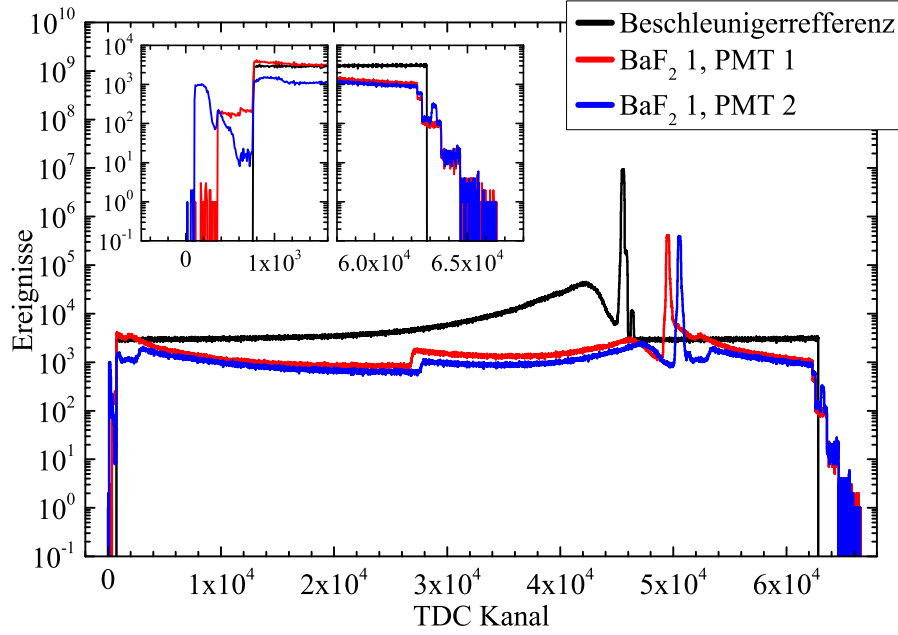


Abbildung 4.9: TDC Rohdaten eines BaF₂ Szintillationsdetektors und der Beschleunigerzeitreferenz in einem Inelastischen Streu-Experiment. Entgegen der Erwartung zeigen sich stufenförmige Strukturen an Beginn und Ende des Matchwindows (siehe Inserts).

Fehlfunktion oder -bedienung des TDCs zurückzuführen. Da dies nur durch detailliertere Untersuchungen verifiziert werden könnte und sich im Nachhinein schwierig gestaltet, wird das Matchwindow in der Offline-Analyse künstlich auf die Kanäle $t_0 = 1000$ bis $t_{\max} = 60000$ beschränkt, um jegliche Auswirkungen dieser Strukturen auszuschließen. Alle Detektor-Hits, die außerhalb dieser Grenzen liegen werden ignoriert.

Um die Häufigkeit $N_{\text{match},i}$ zu bestimmen, wie oft das Matchwindow für den Flugzeitkanal i offen war, werden zwei Histogramme aufgenommen. In diesen werden die Ereignisanzahlen $N_{\text{start},m,i}$ bzw. $N_{\text{stop},m,j}$ aufakkumuliert, die angeben wie oft das Matchwindow zur Zeit $i = t_{\text{start},m} = t_0 - t_{\text{acc}}$ anfang bzw. zur Zeit $j = t_{\text{stop},m} = t_{\max} - t_{\text{acc}}$ endete. Aus diesen beiden Spektren kann, nach Analyse aller Ereignisse des gesamten Experiments, $N_{\text{match},i}$ bestimmt werden:

$$N_{\text{match},i} = \sum_{j=\min}^i (N_{\text{start},m,j} - N_{\text{stop},m,j}) \quad (4.19)$$

\min ist der Anfangskanal des Flugzeitspektrums. Er sollte entsprechend der gewählten Matchwindowgröße kleiner als $-t_{\max}$ gewählt werden. In Abbildung 4.10 sind sowohl die Häufigkeiten $N_{\text{start},m}$ und $N_{\text{stop},m}$, dargestellt als auch die daraus resultierende Verteilung $N_{\text{match},\cdot}$.

Betrachtet man zweiseitig ausgelesenen Sekundär-Detektoren so muss aufgrund der Koinzidenzbedingung und der künstlichen Verzögerung T_{shift} von ca. 100 ns (vgl. Kap. 3.2.1.1) zwischen den Signalen der beiden PMTs die N_{match} -Verteilung noch modifiziert werden. In dem Fall einer Koinzidenz trifft das Signal des zweiten PMTs immer um T_{shift} verspätet nach dem Signal des ersten PMTs ein. Das heißt auch, würde der zweite PMT innerhalb der ersten 100 ns des Matchwindows ein Signal erzeugen, so könnte dieses niemals als Koinzidenz registriert werden, da das Signal des ersten PMTs noch vor dem Matchwindow liegen würde. Dadurch verringert sich die effektive Größe des Matchwindows für den zweiten PMT um die

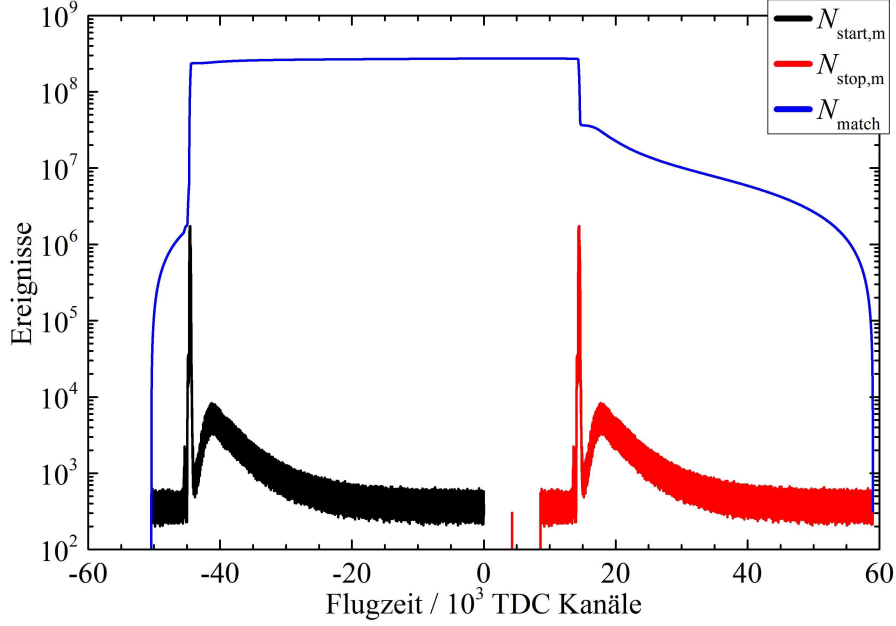


Abbildung 4.10: Häufigkeits-Verteilung, wie oft das Matchwindow zu einer bestimmten Flugzeit geöffnet und geschlossen wurde bzw. offen war.

ersten 100 ns und für den ersten um die letzten 100 ns. Gl. (4.19) ändert sich daher zu:

$$N_{\text{match,PMT1},i} = \sum_{j=\min}^i (N_{\text{start,m},j} - N_{\text{stop,m},j+t_{\text{shift}}}) \quad (4.20)$$

für PMT 1 und zu

$$N_{\text{match,PMT2},i} = \sum_{j=\min}^i (N_{\text{start,m},j-t_{\text{shift}}} - N_{\text{stop,m},j}) \quad (4.21)$$

für PMT 2, wobei t_{shift} der in die Kanalzahl umgerechnete Wert von T_{shift} ist. Für die Zeitsumme nach Gl. (4.6) gilt analog folgende N_{match} Verteilung:

$$N_{\text{match,sum},i} = \sum_{j=\min}^i (N_{\text{start,m},j-t_{\text{shift}}/2} - N_{\text{stop,m},j+t_{\text{shift}}/2}) \quad (4.22)$$

Der exakte Wert von t_{shift} kann für jeden Detektor aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Konfektionierung der Verzögerungskabel unterschiedlich groß sein. Daher muss er aus den Flugzeit-Spektren der einzelnen PMTs bestimmt werden, genauer gesagt aus der Lage der durch die Probe erzeugten Photonen-Peaks. In Abb. 4.11 sind die Flugzeit-Verteilungen des Photonen-Flashes dargestellt, die mit beiden PMTs eines BaF₂-Szintillationsdetektors gemessen wurden. Der durch die Probe verursachte Peak ergibt sich bei der Subtraktion der Flugzeit-Verteilung, die ohne Probe gemessen wurde, von derjenigen mit Probe im Strahl. Die Lage des Peaks wird durch einen Fit, d.h. eine Anpassung, einer Gauss-Funktion für jeden einzelnen PMT bestimmt. In Abb. 4.12 sind die Ergebnisse dieser Fits für alle beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren aufgetragen. Die sich daraus ergebenden Werte von t_{shift} sind ebenfalls dargestellt.

In Abb. 4.13 sind nun die Ergebnisse der Berechnungen aller Matchwindow-Verteilungen im Vergleich zu den gemessenen Flugzeit-Verteilungen eines BaF₂-Szintillationsdetektors dargestellt. In den Flugzeit-Verteilungen erkennt man bei den Kanälen -45000 und 15000 deutlich

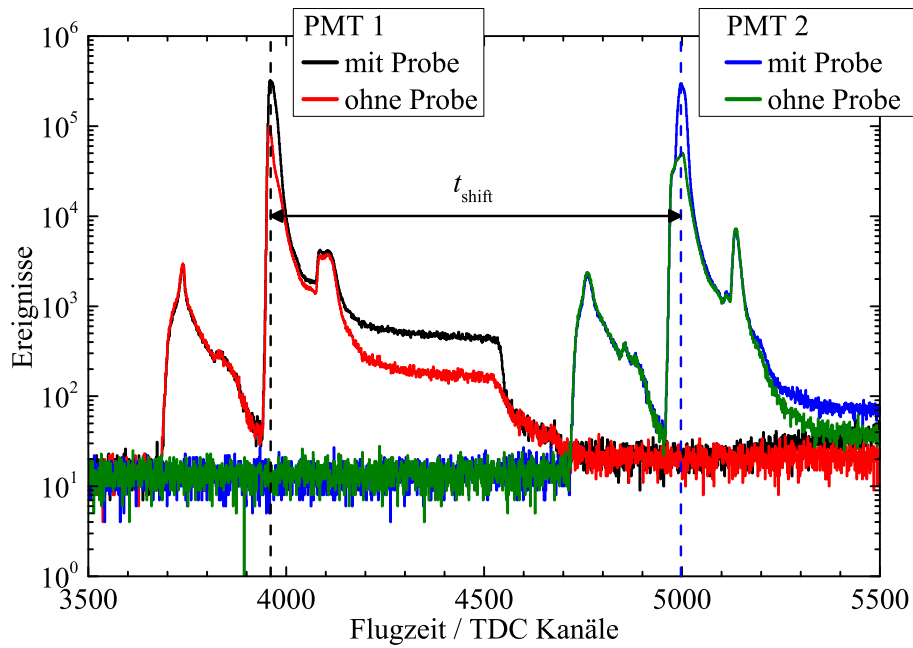


Abbildung 4.11: Flugzeit-Verteilung des Photonen-Flash in beiden PMTs eines BaF₂-Szintillationsdetektors gemessen mit und ohne Probe im Strahl. Man erkennt in allen Verteilungen (v.l.n.r.): einen Peak von elektronenstrahl-induziertem Untergrund, den Peak von gestreuten Bremsstrahlungsphotonen, den Peak von am Strahlfänger zurückgestreuten Photonen, einen Tail, der unter anderem durch die Lichtlaufzeit im Szintillator verursacht wird, mit einer Abbruchkante, die durch das Zeitfenster für die Koinzidenzbedingung bedingt ist. Beim Vergleich der Spektren mit und ohne Probe erkennt man deutlich die durch die Probe verursachten Peaks. Aus diesen ergibt sich der exakte Wert der zeitlichen Verschiebung t_{shift} zwischen den PMTs.

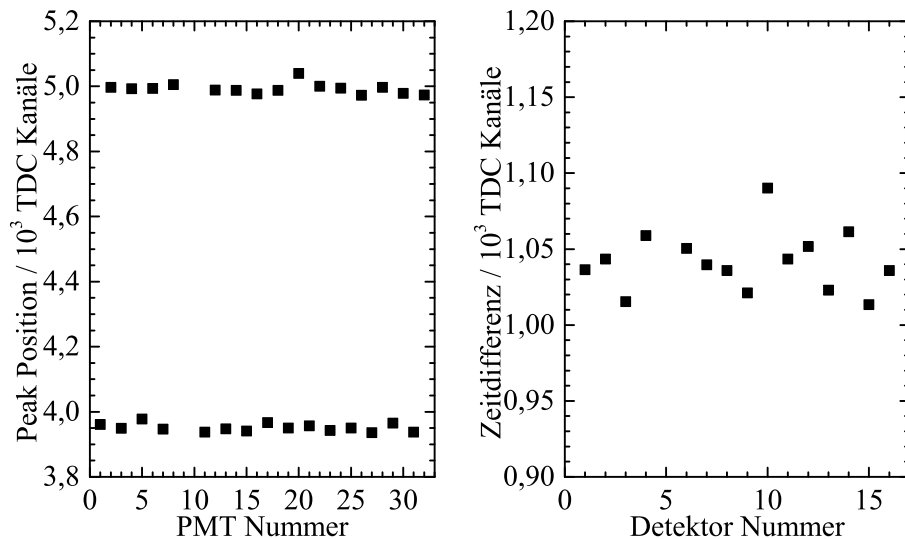


Abbildung 4.12: Positionen der durch die Probe verursachten Photonen-Peaks der PMTs aller BaF₂-Szintillationsdetektoren (links) und die sich daraus ergebende Zeitverzögerungen (rechts). Detektor Nummer 5 mit den PMTs 9 und 10 war wegen eines defekten Spannungsteilers ausgefallen.

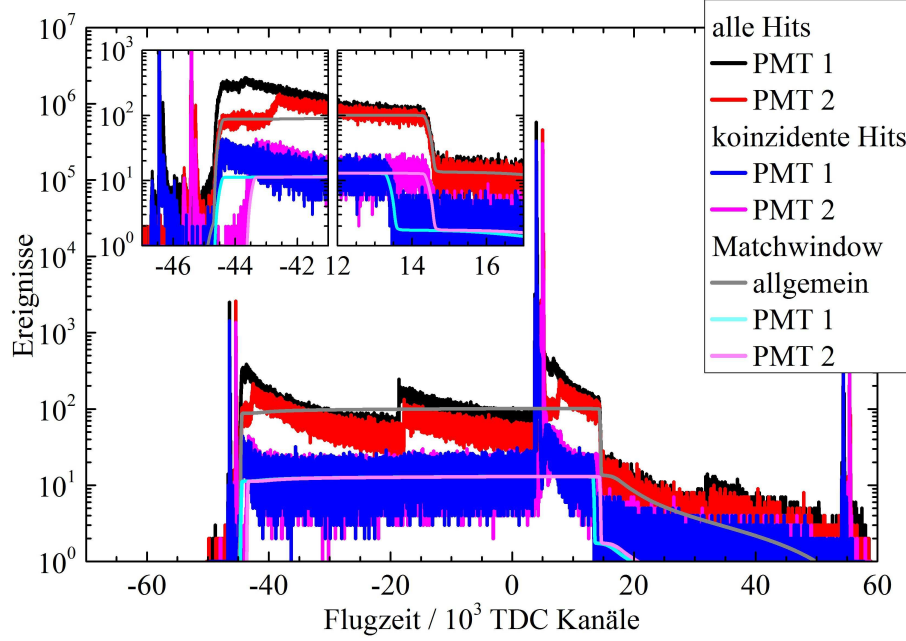


Abbildung 4.13: Flugzeit-Verteilung der Hits der beiden PMTs eines BaF₂-Szintillationsdetektors und die dazugehörigen Matchwindow-Verteilungen. Die Matchwindow-Verteilungen sind zur besseren Vergleichbarkeit auf die Höhe der Flugzeit-Verteilungen normiert.

Kanten, die dadurch zu erklären sind, dass das Matchwindow hauptsächlich durch Primär-detektoren geöffnet wurde, die ein Photon aus dem Bremsstrahlungs-Flash registriert haben. Dadurch liegen Anfang und Ende des Matchwindows immer ungefähr im selben Flugzeitbereich, nämlich entsprechend der Wahl von Offset und Länge des Matchwindwos bei ca. 50000 Kanäle vor bis 10000 Kanäle nach dem Photonen-Flash. Die Lage dieser Kanten werden durch die berechneten Matchwindow-Verteilungen sowohl für die Rohspektren der PMTs als auch für die mit Koinzidenzforderung erzeugten Spektren sehr gut reproduziert.

Mit Hilfe der Matchwindow-Verteilung N_{match} kann aus der gemessenen Flugzeit-Verteilung N_{live} diejenige Flugzeit-Verteilung N_{mcorr} berechnet werden, die gemessen worden wäre, wenn die Trigger durch die Primärdetektoren zeitlich zufällig verteilt gewesen wären, also jeder Flugzeitkanal mit der gleichen Häufigkeit offen gewesen wäre:

$$N_{\text{mcorr},i} = N_{\text{live},i} \cdot \frac{\Sigma N_{\text{match}}}{N_{\text{match},i}}, \quad (4.23)$$

wobei

$$\Sigma N_{\text{match}} := \sum_{j=\min}^{\max} N_{\text{start},m,j} \quad (4.24)$$

die Gesamtzahl der während der Messzeit geöffneten Matchwindows ist. Für die Korrektur von unter Koinzidenzbedingung aufgenommenen Histogrammen muss in Gl. (4.23) statt der allgemeinen Matchwindowverteilung N_{match} die entsprechende, angepasste Verteilung aus den Gln. (4.20), (4.21) bzw. (4.22) verwendet werden. ΣN_{match} hat aufgrund seiner Definition in allen Fällen den selben Wert.

Aus der Matchwindow-korrigierten Flugzeit-Verteilung N_{mcorr} kann jetzt die Korrektur für die CFD-Totzeit bestimmt werden. Dabei treffen die gleichen Überlegungen zur kanal-abhängigen Totzeit zu, wie sie für die Primärdetektoren in Abschnitt 4.5 diskutiert wurden. D.h. frühe Hits im Flugzeitspektrum verhindern die Detektion späterer Ereignisse. Da aufgrund der Multi-Hit-Fähigkeit des TDC in jedem Matchwindow mehrere Detektor-Hits re-

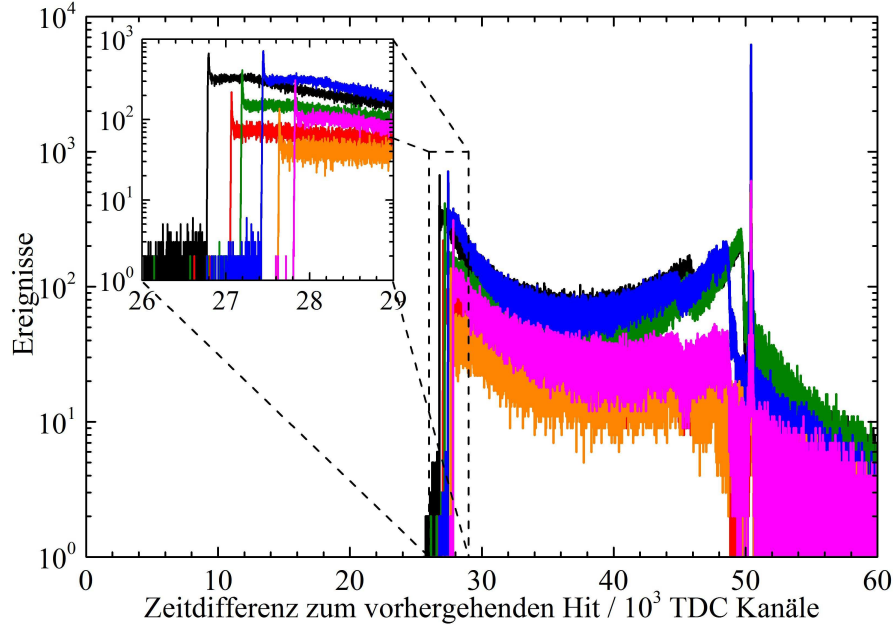


Abbildung 4.14: Verteilung der Zeitdifferenz von aufeinanderfolgenden Hits einzelner PMTs.

gistriert werden können, ist die hierbei für die Sekundärdetektoren relevante Totzeit lediglich durch die Totzeit der verwendeten Diskriminatoren (CFDs) bedingt.

Die Länge dieser CFD-Totzeit $t_{\text{dead,CFD}}$ kann für jeden einzelnen PMT aus der Verteilung der Zeitdifferenz von direkt aufeinanderfolgenden Hits bestimmt werden. In Abb. 4.14 ist diese Verteilung beispielhaft für 6 PMTs verschiedener BaF₂-Szintillationsdetektoren dargestellt. Dafür wurde für jedes Matchwindow in dem mindestens zwei Hits für einen PMT registriert wurde, die zeitliche Differenz der späteren Hits zum jeweils direkt davor eingetroffenen berechnet.

Man erkennt bei allen PMTs einen steilen Anstieg bei einer Zeitdifferenz von etwa 27500 TDC Kanälen. Dies entspricht der CFD Totzeit der TAPS Module von ca. 2,7 μs . Bei Kanal 50500 erscheint ein scharfer Peak. Diese Zeitdifferenz entspricht der Beschleuniger-Periode von 4,92 μs . D.h. dieser Peak wird hauptsächlich durch Ereignisse verursacht, bei denen der Detektor innerhalb eines Matchwindows zwei direkt aufeinanderfolgende Photonen-Flashes registriert hat. Die restliche Verteilung wird durch Nachpulse und durch Ereignisse in denen erst ein Photon und dann ein Neutron oder erst ein Neutron und dann ein Photon registriert wurde.

Die Positionen der 2,7 μs -Kanten liefern die exakten Werte der CFD-Totzeiten $t_{\text{dead,CFD}}$ für die einzelnen PMTs. Diese sind in Abb. 4.15 aufgetragen und liegen im Bereich von 2,60 bis 2,72 μs .

Mit diesen $t_{\text{dead,CFD}}$ -Werten kann nun ähnlich wie bei den Primärdetektoren (vgl. Kap. 4.5) aus der Verteilung N_{mcorr} die Anzahl N_{block} bestimmt werden, die angibt wie oft ein jeder Flugzeitkanal durch frühere Ereignisse blockiert wurde. Kanal i wurde von allen Ereignissen im Intervall $[i - t_{\text{dead,CFD}}, i - 1]$ blockiert, d.h.

$$N_{\text{block},i} = \sum_{j=i-t_{\text{dead,CFD}}}^{i-1} N_{\text{mcorr},j} \quad (4.25)$$

Da jeder Einzel-Hit auch mögliche koinzidente Hits verhindert, ist die selbe N_{block} -Verteilung auch für unter Koinzidenzbedingung aufgenommene Histogramme anzuwenden.

Aus der N_{block} -Verteilung ergibt sich der flugzeitkanal-abhängige Korrekturfaktor α analog

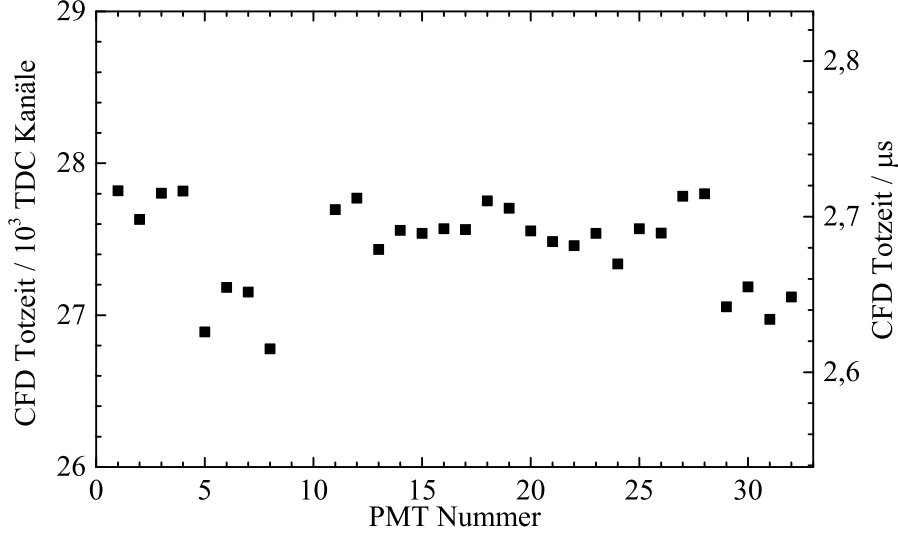


Abbildung 4.15: CFD-Totzeit für die PMTs der BaF₂-Szintillationsdetektoren.

zu Gl. (4.17):

$$\alpha_i = \frac{\Sigma N_{\text{match}} - N_{\text{block},i}}{\Sigma N_{\text{match}}} = 1 - \frac{N_{\text{block},i}}{\Sigma N_{\text{match}}} \quad (4.26)$$

Die Gln. (4.23) und (4.26) kann man zusammenfassen, um einen totalen Korrektur-Faktor γ zu bestimmen:

$$\gamma_i = \frac{N_{\text{match},i}}{\Sigma N_{\text{match}}} \cdot \left(1 - \frac{N_{\text{block},i}}{\Sigma N_{\text{match}}} \right) \quad (4.27)$$

Daraus ergibt sich dann die totzeitkorrigierte Flugzeit-Verteilung für Sekundär-Detektoren:

$$N_{\text{dead,corr},i} = \frac{N_{\text{live},i}}{\gamma_i} \quad (4.28)$$

Für die in Kap. 8 beschriebene Messung des inelastischen Streuquerschnitts an einer natürlichen Eisenprobe ergeben sich in dem relevanten Zeitbereich bis 1 μs nach dem Photonenflash Korrektur-Faktoren γ von 0,8 bis 0,95.

Kapitel 5

Die Neutronen-Detektoren

5.1 Die Spaltkammer

5.1.1 Aufbau

Der Neutronenfluss an nELBE wird mit Hilfe der ^{235}U Spaltkammer H19 [Gay90, Nol07] der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) gemessen. Die Elektroden der Spaltkammer bestehen, wie in Abb. 5.1 skizziert, aus insgesamt 11 abwechselnd angeordneten Tantal- und Platinfolien. Jede Folie hat eine Dicke von 125 μm und einen Durchmesser von 86 mm. Auf den fünf Platinfolien sind beidseitig kreisförmige ^{235}U -Beschichtungen aufgebracht, 76 mm im Durchmesser. Die Isotopenzusammensetzung dieser Beschichtung ist in Tab. 5.1 aufgeschlüsselt. Die ^{235}U Gesamtmasse wurde durch Wiegen und durch Bestimmung der α -Aktivität auf $(201,4 \pm 0,5)$ mg [Gay90] bestimmt. Dies entspricht einer mittleren Uranmasse pro Flächeneinheit von etwa 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Homogenität der Schichten wurde durch Autoradiographie und Densitometrie untersucht. Die Massenbelegung auf einer Fläche von 1 cm^2 jeder Folie unterscheidet sich um nicht mehr als 6 % von der mittleren Massenbelegung auf dieser Folie [Gay90].

Tabelle 5.1: Isotopenzusammensetzung der Uran-Schichten der Spaltkammer.

Isotop	Häufigkeit / atom%
^{234}U	0,0362(2)
^{235}U	99,9183(3)
^{236}U	0,0094(1)
^{238}U	0,0361(2)

Die Platin-Folien bilden die Kathoden der Spaltkammer und liegen auf Erdpotential. Zwischen diesen dienen sechs Tantalfolien als Anoden auf einer Spannung von +120 V. Der Abstand zwischen den Elektroden ist 5 mm. Die ganze Kammer wird permanent von einem Gasgemisch von 90 % Argon + 10 % Methan (P10) durchströmt. Die Spaltkammer wurde schon häufig bei internationalen Vergleichsmessungen von Neutronenfluenzen eingesetzt [Gay90].

5.1.2 Neutronen-Nachweiseffizienz

Die Neutronen-Nachweiseffizienz der Spaltkammer wird aus dem ^{235}U Spaltquerschnitt $\sigma(E)$ [ENDF], dem Schichtdurchmesser $d = 76$ mm [Gay90], der Gesamtzahl der spaltbaren Kerne $N_{\text{U}} = 5,1642(13) \cdot 10^{20}$ [Nol07] und der Spaltfragment-Nachweiseffizienz $\varepsilon_{\text{fis}} = 0,945(5)$ [Nol07] bestimmt.

$$\varepsilon(E) = \sigma(E) \cdot \frac{N_{\text{U}}}{\pi (d/2)^2} \cdot \varepsilon_{\text{fis}} \quad (5.1)$$

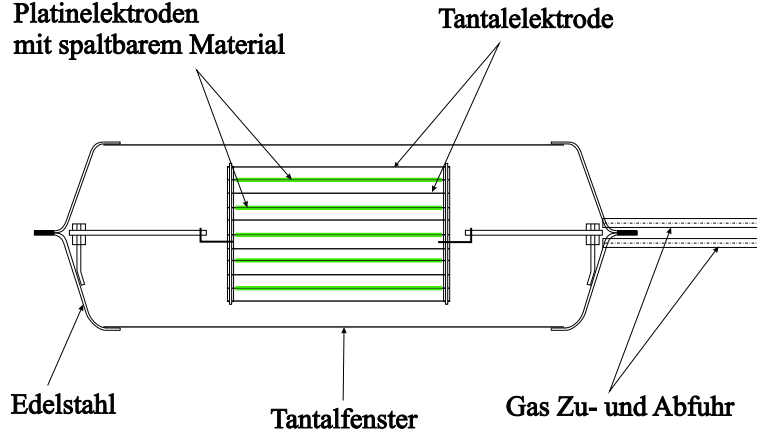


Abbildung 5.1: Skizze der PTB ^{235}U Spaltkammer (nach Ref. [Gay90]).

Die Spaltfragment-Nachweiseffizienz ε_{fis} ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass wenigstens ein Spaltfragment nicht komplett in der spaltbaren Schicht gestoppt wird. Sie wurde unter der Annahme, dass die Schicht aus U_3O_8 besteht, bestimmt [Nol07]. Die Reichweite der Spaltfragmente in der Uranschicht wurde mit Hilfe des Programms TRIM95 [Bie80, Zie85] bestimmt, jedoch um einen Faktor 0,7 reduziert, der aus der Erfahrung mit solchen Schichten in der Vergangenheit resultiert [Gay90, Bud85]. Die leichte Energieabhängigkeit der Spaltfragment-Nachweiseffizienz durch den Impulsübertrag und die Anisotropie der Spaltfragment-Emission wurde vernachlässigt.

Die Unsicherheit der Neutronen-Nachweiseffizienz ε durch die Inhomogenität der spaltbaren Beschichtung wurde auf folgende Weise berücksichtigt: Die Massenbelegung auf einer Fläche von 1 cm^2 jeder Folie unterscheidet sich um nicht mehr als 6 % von der mittleren Massenbelegung auf dieser Folie [Gay90]. Der resultierende Effekt durch die vom Neutronenstrahl bestrahlte Fläche A_{beam} wird daher nach folgenden Überlegungen bestimmt. Die Gesamtzahl der spaltbaren Kerne im Strahl $N_{\text{U,beam}}$ ist die Summe der spaltbaren Kerne aller Folien j mit jeweils x Anteilen $A_{i,j}$, d.h. Sub-Flächen von A_{beam} , jede 1 cm^2 groß:

$$N_{\text{U,beam}} = \sum_{j=1}^{10} \sum_{i \in \text{beam}} n_{\text{U},i,j} \cdot A_{i,j} \quad (5.2)$$

Wobei $A_{i,j} = 1 \text{ cm}^2$ mit $\sum_i A_{i,j} = A_{\text{beam}}$. Die ^{235}U -Flächendichte $n_{\text{U},i,j}$ der Sub-Fläche i der Folie j weist die Inhomogenität von $\Delta n_{\text{U},i,j}/n_{\text{U},i,j} = 6 \%$ auf. Mit der Näherung, dass $n_{\text{U},i,j}$ für alle Sub-Flächen ungefähr gleich ist, ergibt die Berechnung der Unsicherheit $\Delta N_{\text{U,beam}}/N_{\text{U,beam}}$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_{\text{U,beam}}}{N_{\text{U,beam}}} &= \sqrt{\frac{\sum_j \sum_i (\Delta n_{\text{U},i,j} \cdot A_{i,j})^2}{(\sum_j \sum_i n_{\text{U},i,j} \cdot A_{i,j})^2}} \\ &\approx \sqrt{\frac{\Delta n_{\text{U},i,j}^2 \cdot A_{i,j} \cdot \sum_j \sum_i A_{i,j}}{n_{\text{U},i,j}^2 \cdot (\sum_j \sum_i A_{i,j})^2}} \\ \Rightarrow \frac{\Delta N_{\text{U,beam}}}{N_{\text{U,beam}}} &= \frac{\Delta n_{\text{U},i,j}}{n_{\text{U},i,j}} \cdot \sqrt{\frac{A_{i,j}}{10 \cdot A_{\text{beam}}}} = 0,06 \cdot \sqrt{\frac{1 \text{ cm}^2}{10 \cdot A_{\text{beam}}}} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Aus der Flugstrecke bis zur Spaltkammer von $l = 424 \text{ cm}$ und der Gl. (7.4) für den Neutronenstrahldurchmesser ergibt sich die Querschnittsfläche des Strahls zu $A_{\text{beam}} = 11,4(3) \text{ cm}^2$, was

$$\frac{\Delta N_{\text{U,beam}}}{N_{\text{U,beam}}} = 0,56 \% \quad (5.4)$$

ergibt.

Das Ergebnis der Berechnung der Neutronen-Nachweiseffizienz der Spaltkammer ist in Abb. 5.2 dargestellt. $\varepsilon(E)$ liegt im für nELBE relevanten Energiebereich von 10 keV bis 10 MeV zwischen $1 \cdot 10^{-3}$ und $3 \cdot 10^{-3}$ %.

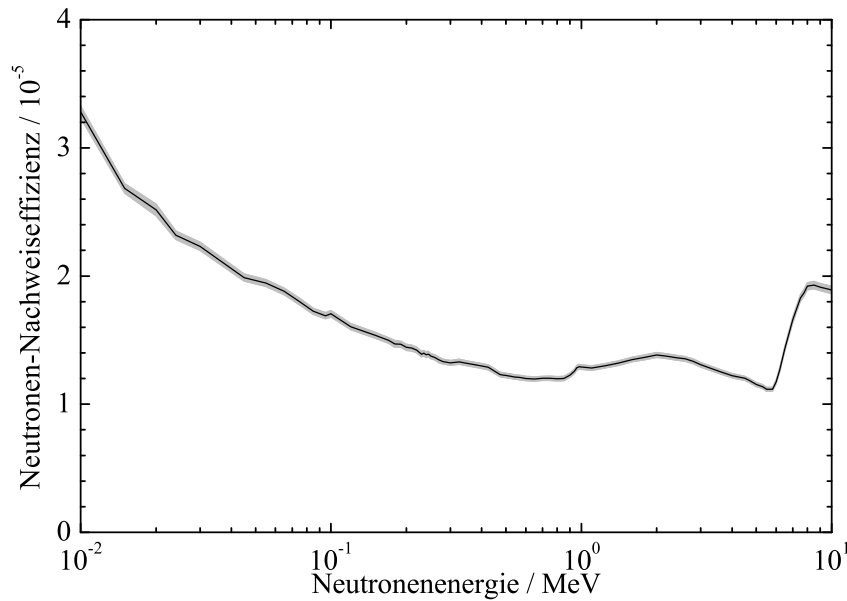


Abbildung 5.2: Neutronen-Nachweiseffizienz der Spaltkammer berechnet aus dem ^{235}U -Spaltquerschnitt. Die Unsicherheit ist als graues Band dargestellt.

5.2 Die Plastik-Szintillationsdetektoren

Der Aufbau der Plastik-Szintillationsdetektoren wurde bereits im Kap. 2.3 beschrieben. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Eigenschaften dieser Detektoren, wie Energie- und Flugzeit-Auflösung und Nachweiseffizienz. Einige davon wurden bereits in Ref. [Bey05] bestimmt. Diese sind in Tab. 5.2 aufgelistet. Im Folgenden werden noch die Zeitauflösung und die Neutronen-Nachweiseffizienz neu bestimmt.

Tabelle 5.2: Eigenschaften der Plastik-Szintillationsdetektoren, die bereits in Ref. [Bey05] bestimmt wurden.

effektive Lichtgeschwindigkeit	$c_{\text{eff}} = 15,42(5) \text{ cm/ns}$
Ortsauflösung (FWHM)	$\Delta x = 13,47(5) \text{ cm}$
effektiver Abschwächungskoeffizient	$\alpha = 0,683 \text{ m}^{-1}$

5.2.1 Zeit- und Energieauflösung

In Abb. 5.3 ist ein typisches Flugzeitspektrum eines Plastik-Szintillationsdetektors dargestellt. Es wurde während einer Transmissionsmessung aufgenommen, wobei sich der Detektor wie in Abb. 2.5 (links) direkt im Neutronenstrahl befand. Der Abstand zur Neutronenquelle betrug $S = 635 \text{ cm}$.

Bei einer Flugzeit von etwa 21 ns ist der sogenannte Photonenflash zu erkennen, der durch die aus der Quelle austretende Bremsstrahlung verursacht wird. Er macht etwa 97 % der gesamten Zählrate aus. Im Anschluss an den Photonenflash folgt das Neutronenspektrum. Es erstreckt sich von etwa 110 ns bis etwa 2900 ns. Über den gesamten Zeitbereich erstreckt sich ein konstanter, d.h. vom Beschleuniger zeitlich unabhängiger, Untergrund von Ereignissen,

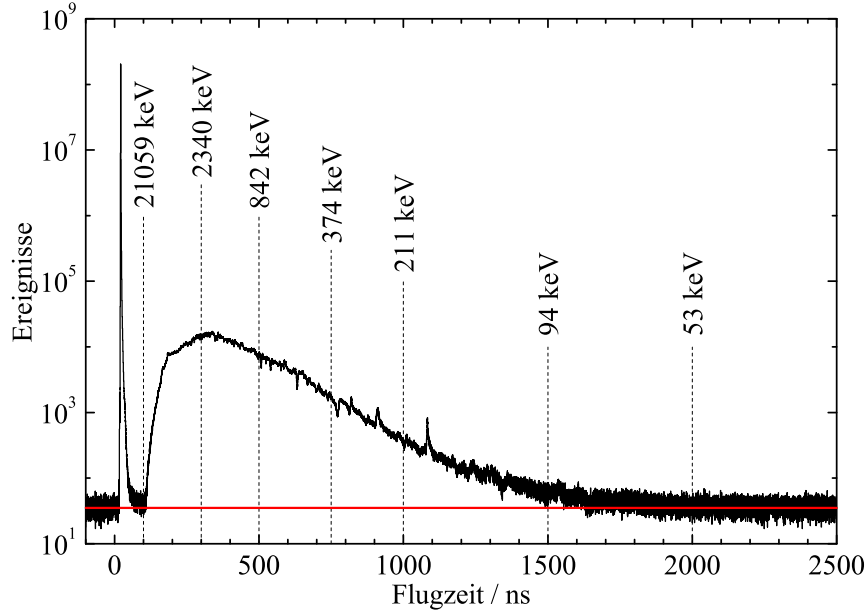


Abbildung 5.3: Typisches Flugzeitspektrum, das während einer Transmissionsmessung mit einem Plastik-Szintillationsdetektor aufgenommen wurde. Die gestrichelten vertikalen Linien geben die Umrechnung der Flugzeit auf die Neutronenenergieskala an.

die durch natürliche Strahlungsquellen aus der Umgebung und kosmische Höhenstrahlung verursacht werden.

Die Flugzeit T der Neutronen lässt sich unter Verwendung der Ruheenergie $m_n c^2$, der Lichtgeschwindigkeit c und der Flugstrecke S über die Beziehung:

$$E_n = m_n c^2 \cdot (\gamma - 1) = m_n c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{S}{T \cdot c}\right)^2}} - 1 \right) \quad (5.5)$$

in die Neutronenenergie E_n umrechnen. In Abb. 5.3 ist eine entsprechende Skala eingefügt. Daraus ergibt sich ein Neutronenenergie-Bereich von etwa 25 keV bis 20 MeV. Aufgrund der genauer bekannten Effizienz der Uran-Spaltkammer wird das tatsächliche Neutronenspektrum erst in Kap. 7.2 bestimmt.

In diesem Kapitel soll zunächst die Zeitauflösung ΔT der Plastik-Szintillationsdetektoren bestimmt werden. Sie ergibt sich aus der Breite des Photonenflashes in Abb. 5.3. Der Fit, d.h. die Anpassung, einer Gauß-Funktion ergibt für diese einen Wert von $\Delta T_\gamma = 787$ ps (FWHM). Der ELBE Elektronenstrahl besitzt eine zeitliche Schärfe von wenigen ps und trägt deshalb kaum zur Verbreiterung des Photonenflashes bei. Die Neutronenquelle hat einen rhombischen Querschnitt (wie in Abb. 2.2 angedeutet) mit einer Länge und Breite von 1,12 cm. Die Strahl-Elektronen und Photonen benötigen für diese Strecken ca. 40 ps, sodass auch diese Komponente keinen wesentlichen Beitrag liefert. Das gleiche gilt für die Dicke des Szintillators. Demnach ist die Breite des Photonenflashes hauptsächlich durch die Zeitauflösung des Plastik-Szintillationsdetektors bestimmt und man kann ΔT direkt mit ΔT_γ gleich setzen.

Der Wert von ΔT hängt stark vom dynamischen Bereich der Photomultiplier-Signale des Detektors ab. Dies wird deutlich, wenn Flugzeitspektren mit verschiedenen Schwellen des Signalintegrals aufakkumuliert werden. In Abb. 5.4 sind zunächst die Ladungsspektren, d.h. die Signalintegral-Verteilungen, beider Photomultiplier (PMTs) des Detektors dargestellt. Man sieht eine kontinuierliche Verteilung mit nur wenigen Strukturen. Bei Kanal 100 ist der sogenannte Pedestal zu finden. Dies ist der Wert, den der QDC funktionsbedingt integriert, wenn kein Signal anliegt [CAEN]. Er entsteht durch solche Ereignisse, bei denen ein anderer als der betrachtete Detektor die Datenaufnahme ausgelöst hat.

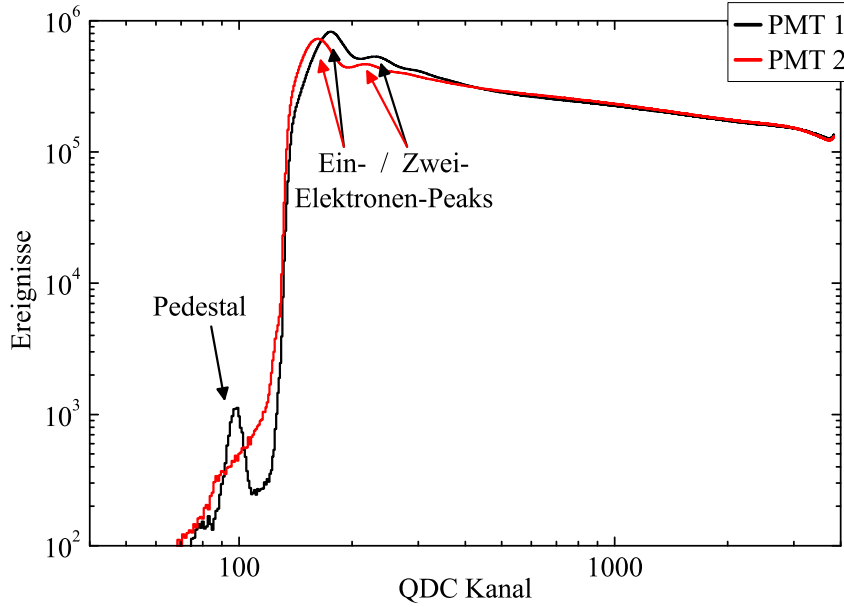


Abbildung 5.4: Die QDC Spektren der beiden Photomultiplier (PMTs) des für die in Abb. 5.3 dargestellten Flugzeitmessung verwendeten Plastik-Szintillationsdetektors. Der Pedestal-Wert wurde auf Kanal 100 eingestellt. Bei den Kanälen 160 (175) und 216 (232) sind der Ein- bzw. Zwei-Elektronenpeak des ersten (zweiten) PMTs zu erkennen. Der QDC hat eine Auflösung von

Bei Kanal 160 für PMT1 und 175 für PMT2 ist der sogenannte Einzel-Elektronen-Peak (single electron peak, SEP) zu sehen. Er wird durch solche Ereignisse verursacht, bei denen genau ein Elektron aus der Photokathode des PMTs heraus gelöst und verstärkt wird. Bei den Kanälen 216 bzw. 232 sind die entsprechenden Zwei-Elektronen-Peaks zu finden. Die steile Flanke zwischen SEP und Pedestal entspricht der Auslöseschwelle der CFDs und wurde so gewählt, dass sie knapp unterhalb des SEP liegt, um auch die kleinsten physikalisch relevanten, d.h. durch Szintillationsphotonen ausgelösten, Signale zu detektieren, aber gleichzeitig Ereignisse durch elektronisches Rauschen und von Dynoden ausgelösten Elektronen zu unterdrücken. Dadurch wird eine kleinst mögliche Neutronennachweisschwelle erzielt, die zugleich reproduzierbar und transportable ist.

Den Einfluss des dynamischen Bereichs sieht man in Abb. 5.5. Dort ist die Veränderung des Flugzeitspektrums unter der Variation der Nachweisschwellen der einzelnen PMTs dargestellt. Dabei wurden für die verschiedenen Spektren nur solche Ereignisse betrachtet, die ein bestimmtes Ladungsintegral erzeugen. Man erkennt deutlich wie mit steigender QDC-Schwelle langsame, niederenergetische Neutronen immer stärker unterdrückt werden. Aber auch der Photonenflash wird in der Form immer schmaler und verliert seinen Ausläufer zu späteren Flugzeiten.

Beide Effekte sind in Abb. 5.6 zusammengefasst. Die Breite des Photonenflashs und damit die Zeitauflösung zeigt ein relativ lineares Verhalten und verbessert sich um bis zu 20 %. Gleichzeitig erhöht sich aber die Neutronennachweisschwelle von etwa 25 keV auf über 1,3 MeV.

Aus der Zeitauflösung lässt sich die Energieauflösung bestimmen. Sie ergibt sich aus Gl. (5.5) durch eine Größtfehlerabschätzung zu:

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{1}{E_n} \cdot \left(\left| \frac{\partial E}{\partial T} \Delta T \right| + \left| \frac{\partial E}{\partial S} \Delta S \right| \right) = \frac{\gamma^3 \cdot \left(\frac{S}{T_c} \right)^2}{\gamma - 1} \cdot \left(\left| \frac{\Delta T}{T} \right| + \left| \frac{\Delta S}{S} \right| \right) \quad (5.6)$$

Die Flugstreckenunsicherheit ΔS ergibt sich dabei als Summe aus jeweils dem halben Wert der Dicke der Neutronenquelle von 1,17 cm und der Dicke des Szintillators von 1,1 cm zu

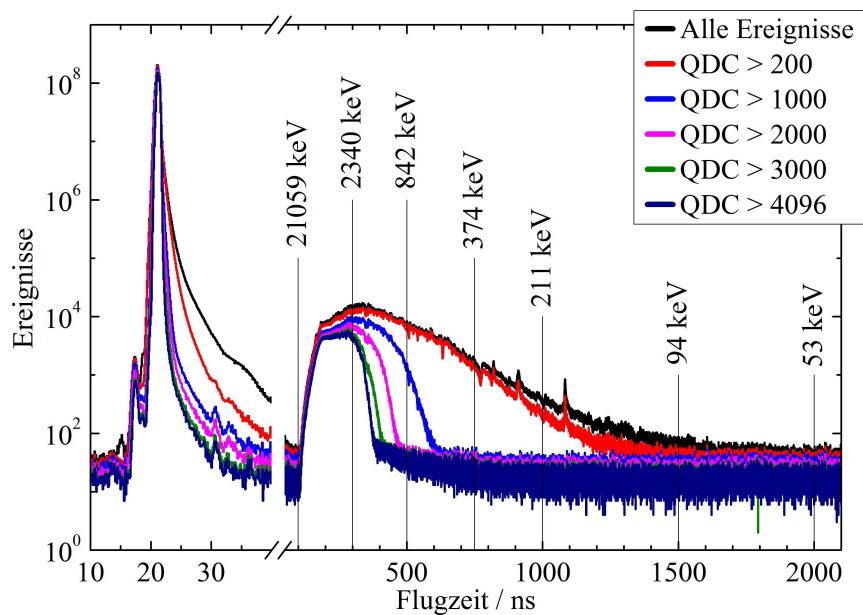


Abbildung 5.5: Schwellenverhalten des Plastik-Szintillationsdetektors. Dargestellt ist die Veränderung des in Abb. 5.3 gezeigten Flugzeitspektrums unter der Variation der Nachweisschwellen auf das Ladungsintegral der einzelnen PMTs. Im linken Teil des Spektrums ist der Photonenflash vergrößert dargestellt.

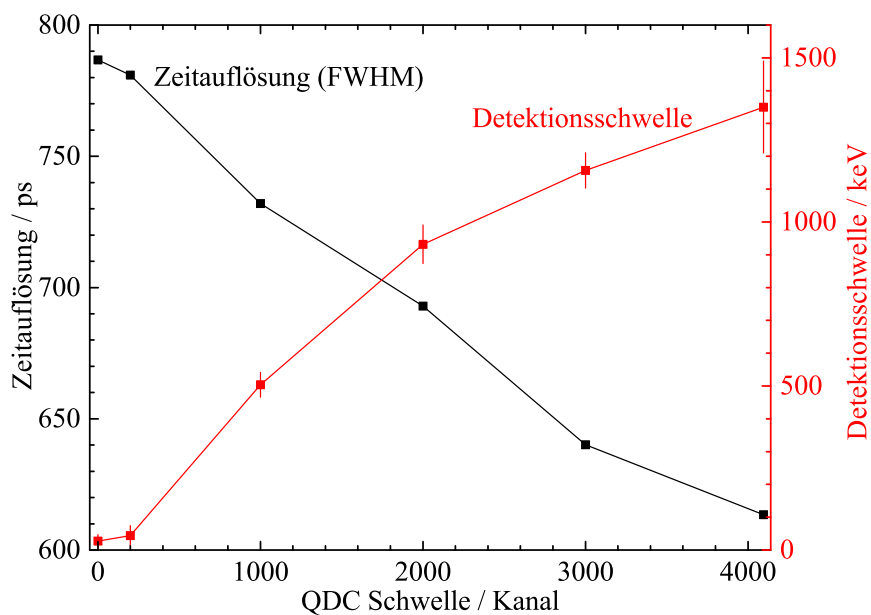


Abbildung 5.6: Flugzeitauflösung und Neutronen-Detektionsschwelle in Abhängigkeit von der PMT-Nachweisschwelle.

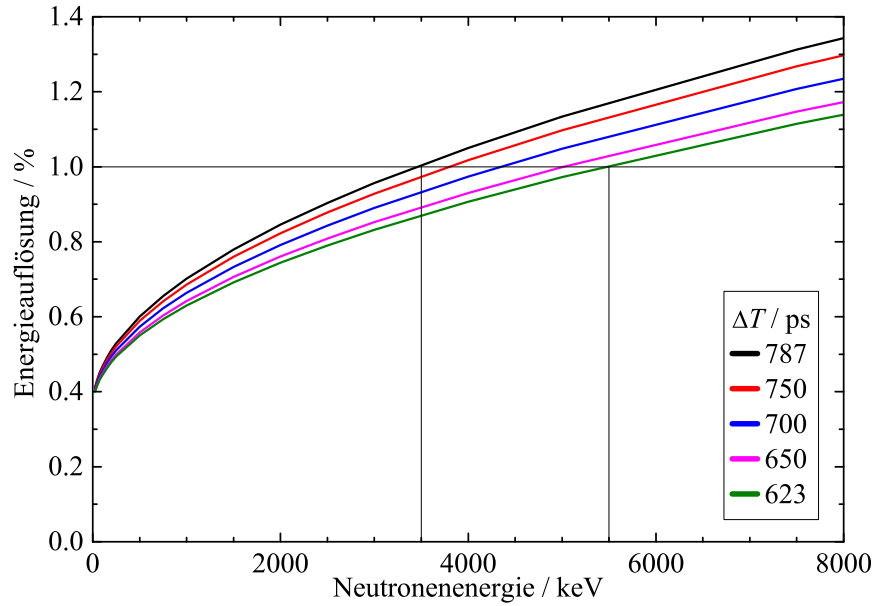


Abbildung 5.7: Die Energieauflösung der Plastik-Szintillationsdetektoren bei verschiedenen Werten der Zeitauflösung nach einer Flugstrecke von 6,35 m. Die dünnen schwarzen Linien verdeutlichen bis zu welcher Energie bei gegebener Zeitauflösung eine Energieauflösung von unter 1 % möglich ist.

$\Delta S = 1,135$ cm. In Abb. 5.7 ist das Ergebnis dieser Berechnung dargestellt. Man sieht, dass man selbst bei der im Vergleich zu anderen Neutronen-Flugzeit-Anlagen relativ kurzen Flugstrecke von 6,35 m und der schlechtesten Zeitauflösung, d.h. mit der niedrigsten Detektionsschwelle, bis zu einer Neutronenenergie von 3,5 MeV eine Energieauflösung von unter 1 % erhält.

5.2.2 Neutronen-Nachweiseffizienz

5.2.2.1 Messung bei der PTB Braunschweig

Die Messung der Neutronen-Nachweiseffizienz wurde an der Ionen-Beschleuniger Anlage PI-AF (PTB Ion Accelerator Facility) an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB), Braunschweig, durchgeführt. Die Ergebnisse sind in [Bey07] bereits veröffentlicht und sollen hier noch einmal im Detail erläutert werden.

Die Beschleuniger-Anlage ist in Abb. 5.8 dargestellt und besteht aus einem CV28 Zyklotron und einem 3,75 MV Van-de-Graaff Beschleuniger, die beide zur Erzeugung von Protonen-, Deuteronen- und Alpha-Strahlen benutzt werden. Diese Strahlen können auf verschiedenen Strahlpfaden zu verschiedenen Experimentpositionen gebracht werden. Die komplette Anlage ist in [Bre80] ausführlich beschrieben.

Für die vorliegende Arbeit wurde der Van-de-Graaff Beschleuniger zur Erzeugung monoenergetischer Protonenstrahlen benutzt. Mit diesen wurden Lithium- bzw. Tritium-Targets beschossen. Die dabei stattfindenden (p,n)-Reaktionen erzeugen quasi monoenergetische Neutronenfelder. Die Neutronenproduktionstargets sowie die zu kalibrierenden Detektoren waren in einer 25 m x 30 m x 14 m großen Halle aufgebaut, die durch ihre Dimensionen den detektierten Untergrund von an den Wänden zurückgestreuten Neutronen minimiert.

In Tab. 5.3 sind die verwendeten Neutronenenergien zusammen mit den dafür eingestellten Strahlparametern aufgelistet. Die Messungen bei den drei höchsten Neutronenenergien ($E_n = 150, 560$ und 1200 keV) wurden unter einem Winkel von $\theta = 0^\circ$ relativ zum einfallenden Protonenstrahl durchgeführt. Für die beiden niedrigsten Energien ($E_n = 25$ und 73 keV) wurden die selben Beschleunigerparameter gewählt wie bei der 150 keV Messung, lediglich

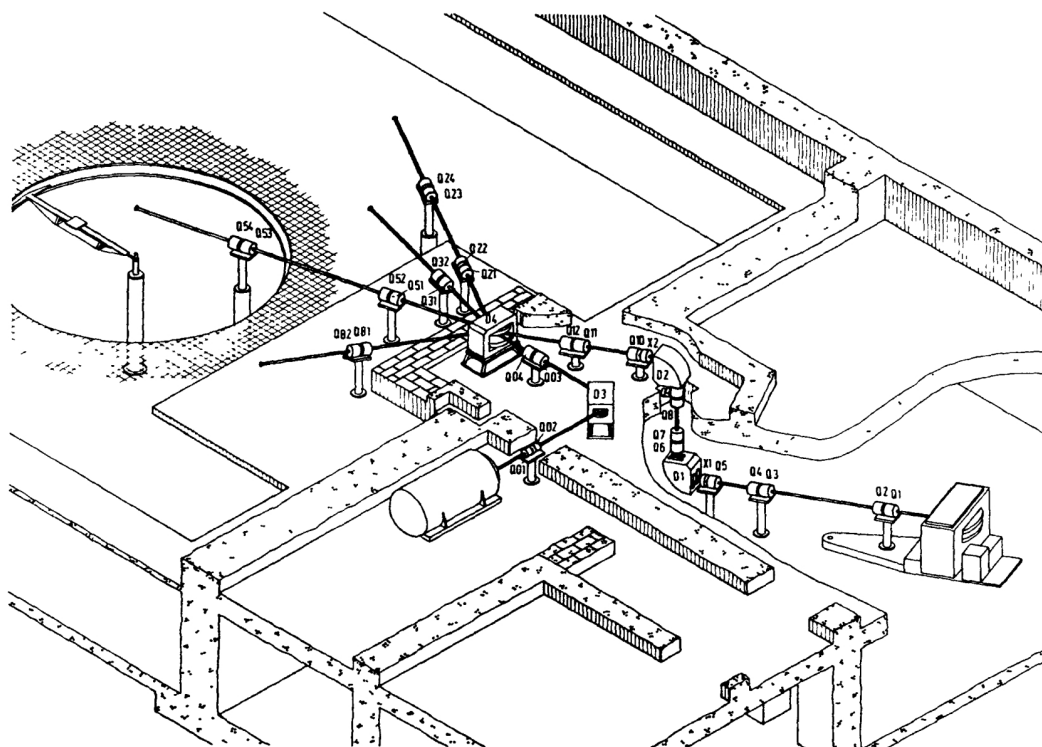


Abbildung 5.8: Die PTB Ionen-Beschleuniger Anlage PIAF (entnommen aus [Bre80]). Ein Zyklotron (rechts) und ein Van-de-Graaff Beschleuniger (mittig unten) versorgen verschiedene Strahlpfade mit monoenergetischen Protonen, Deuteronen oder Alpha-Teilchen. Oben links befindet sich die Experimenthalle zur Erzeugung rückstreuungsfreier Neutronenfelder.

der Winkel, unter dem die Detektoren aufgestellt waren, wurde auf $\theta = 76,5$ bzw. $50,5^\circ$ vergrößert. Durch diese Winkeländerung ergibt sich aufgrund der Reaktionskinematik nicht nur eine Änderung der Energie der erzeugten Neutronen (wie z.B. in [Kra88] beschrieben) sondern auch eine Änderung in der Intensität des Neutronenflusses. Deswegen wurde für die Messungen unter großen Winkeln die Flugstrecke entsprechend verkürzt, um eine ähnliche Detektionsrate wie unter 0° zu erreichen.

In Abb. 5.9 ist die Abhängigkeit von Neutronenenergie und -intensität vom Detektionswinkel dargestellt. Die Graphen wurden mit Hilfe des Monte-Carlo Programms TARGET [Schl05] berechnet. Dieses Programm wurde bei der PTB entwickelt und enthält bereits die genaue Strahlrohr- und Neutronenproduktionstarget-Geometrie. Es beachtet Effekt der Targetstöchiometrie und Abbremsung des Strahls im Target ebenso wie Energie- und Winkelstraggling geladener Teilchen.

Mit Hilfe von TARGET wurden auch die auf die Detektoren einfallenden Neutronenflug-

Tabelle 5.3: Experimentelle Bedingungen bei der Bestimmung der Neutronen-Nachweiseffizienz. E_n und E_p sind die kinetische Neutronen- bzw. Protonen-Energie.

E_n/keV	Reaktion	E_p/keV	Strahlstrom/ μA	Wiederholfrequenz/kHz	Winkel $\theta/^\circ$	Flugstrecke/mm
24	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	1952	0,5	312	76.5	3000
73	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	1952	0,5	312	50.5	3000
150	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	1952	0,5	312	0	4000
560	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	2303	1,4	1250	0	4000
1200	${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	2050	1,0	1250	0	4000

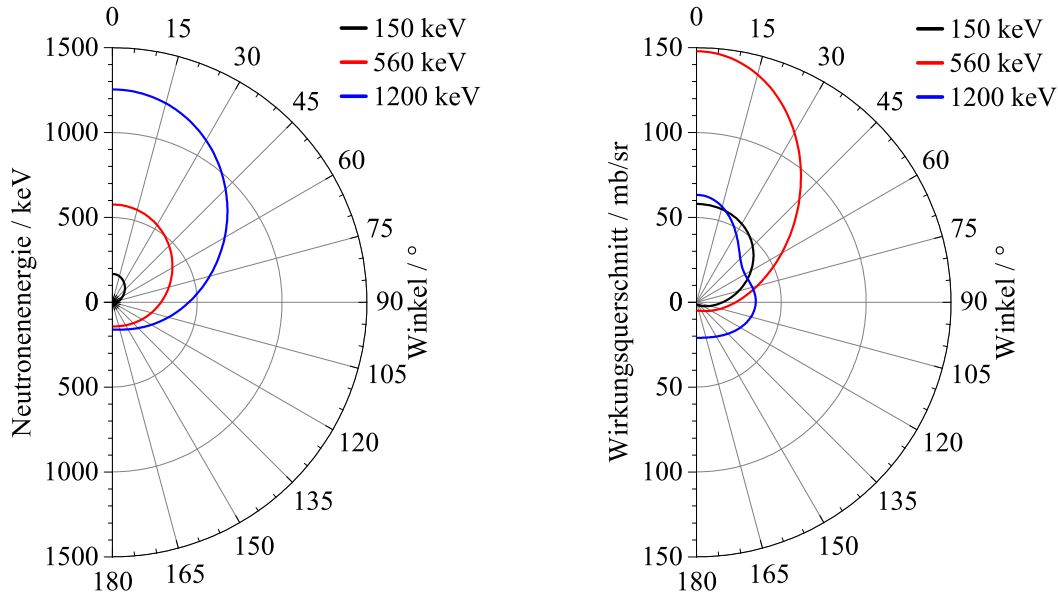


Abbildung 5.9: Die Winkelabhängigkeit der Neutronenenergie (links) und des differentiellen Wirkungsquerschnitts (rechts) bei (p,n)-Reaktionen. Die verschiedenen Farben entsprechen den verschiedenen in Tabelle 5.3 aufgelisteten Strahlkonfigurationen

zeitspektren berechnet. Diese sind in Abb. 5.10 (links) dargestellt. TARGET gibt dabei die Spektren von direkten und gestreuten Neutronen getrennt aus. Wobei direkte Neutronen solche sind, die vom Punkt ihrer Erzeugung ohne weitere Interaktion zum Detektor fliegen, wohingegen gestreute Neutronen vorher noch eine Wechselwirkung im Produktionstarget oder im Vakuumrohr durchlaufen haben. Der Anteil der gestreuten Neutronen in dem Zeitbereich des Peaks der direkten Neutronen beträgt weniger als 0,5 %. Deswegen kann er bei der Bestimmung der Neutronen-Nachweiseffizienz vernachlässigt werden.

Zum Vergleich mit diesen simulierten Spektren sind in Abb. 5.10 rechts die gemessenen Flugzeitspektren eines der untersuchten Plastik-Szintillationsdetektors dargestellt. Einen genaueren Blick bietet Abb. 5.11. Um den Untergrund in diesen Spektren zu bestimmen, wurden für jeden Detektor bei jeder Energie jeweils zwei Messungen durchgeführt. Bei einer davon wurde bei der Hälfte der Flugstrecke direkt zwischen der Neutronenquelle und dem Detektor ein sogenannter Schattenkegel aufgestellt. Dies ist ein 50 cm langer Pyramidenstumpf aus Polyethylen, der so dimensioniert ist, dass er alle Neutronen absorbiert oder streut, die auf direktem Weg von der Quelle auf den Detektor treffen würden. D.h. bei der Messung mit Schattenkegel registriert der Detektor nur zufällige Ereignisse durch Raumuntergrund oder strahlinduzierte Ereignisse von Neutronen, die an Umgebungsmaterialien gestreut wurden. Das gemessene Flugzeitspektrum bei $E_n = 73$ keV mit und ohne Schattenkegel ist in Abb. 5.11 oben dargestellt. Dabei ist die Messung mit Schattenkegel auf die gleiche Messzeit und die gleiche im Target deponierte Ladung normiert. Aus der Differenz dieser Spektren resultiert das in Abb. 5.11 unten aufgetragene Spektrum, das nur noch den in der Neutronenquelle selbst gestreuten Untergrundanteil enthält. Der Vergleich mit der TARGET Simulation zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Selbst die markanten Strukturen des gestreuten Anteils sind in der Messung zu erkennen. Lediglich der niederenergetische Teil des direkten Spektrums wird nicht ausreichend wiedergegeben. Dies ist auf die Diffusion des zur Neutronenproduktion verwendeten Lithiums in das Targetbacking zurückzuführen. Hierbei haben die einfallenden Protonen bereits einen Teil ihrer Energie verloren haben, wenn sie in diese tieferen Schichten eindringen, und damit weniger Energie auf die entstehenden Neutronen übertragen können. Damit verschiebt sich ein Teil des Neutronenspektrums, das entstehen würde, wenn das Lithium an der Oberfläche des Targets bleiben würde, hin zu

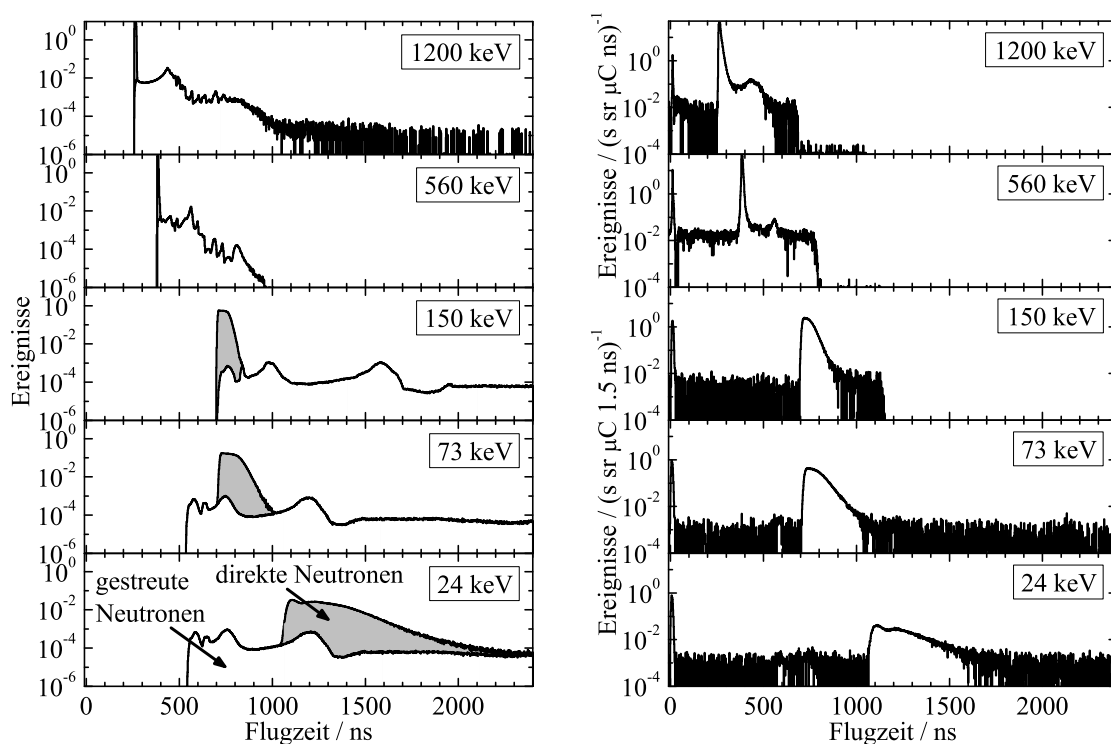


Abbildung 5.10: Die simulierten (links) und gemessenen (rechts) Flugzeitspektren. Die direkt vom Entstehungsort zum Detektor gelangenden Neutronen sind durch die graue Schraffierung hervorgehoben und „sitzen“ auf einem Untergrund von im Neutronenproduktionstarget gestreuten Neutronen. Man beachte, dass die beiden niedrigsten Energien mit einer verkürzten Flugstrecke gemessen wurden und die Neutronenspektren deshalb zu kleineren Flugzeiten verschoben sind.

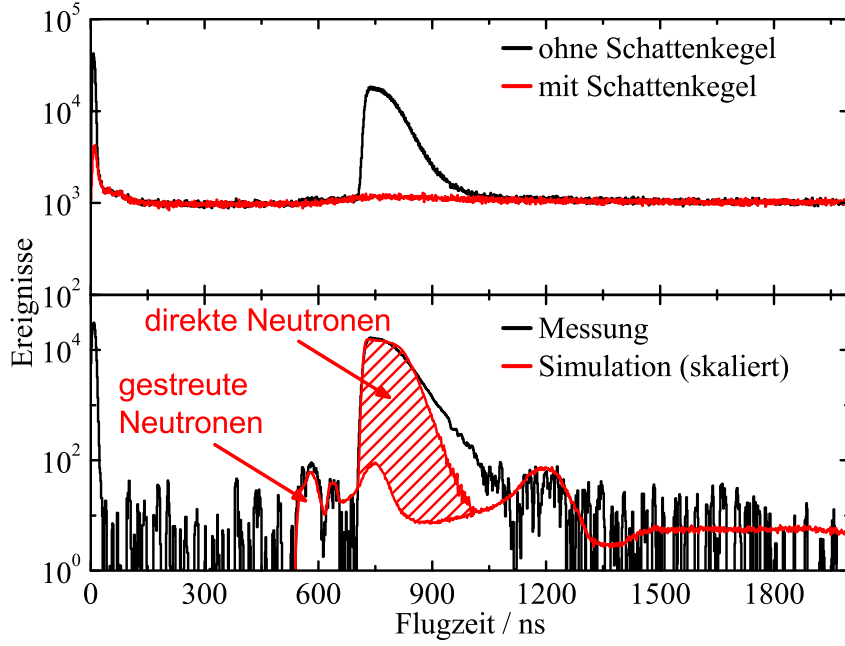


Abbildung 5.11: Die mit einem Plastik-Szintillationsdetektor gemessenen Flugzeitspektren bei einer Neutronenenergie von 73 keV. **Oben** ist der Vergleich der Messungen mit (rot) und ohne (schwarz) Schattenkegel dargestellt. Die Messung mit Schattenkegel ist auf die gleiche Messzeit (live) und die gleiche im Target deponierte Ladung wie die Messung ohne Schattenkegel normiert. **Unten** ist die Differenz dieser beiden Spektren im Vergleich zur Simulation zu sehen. Hier ist die Simulation auf gleichen Peakinhalt normiert.

niedrigeren Energien.

Aus der TARGET Simulation kann nun die mittlere Energie und die Breite des auf die Detektoren fallenden Neutronenspektrums bestimmt werden. Aus dem Integral des gemessenen Spektrums bestimmt sich die Zahl der detektierten Neutronen N_{det} . Die Zahl der auf den Detektor einfallenden Neutronen wird mit Hilfe eines Rückstoßprotonen-Proportionalzählers (RPPC, [Schl02]) und eines Neutronen-Long-Counter (NMO¹) gemessen. Die Funktionsweise beider Detektortypen ist zum Beispiel in [Knoll] erklärt.

Der NMO stand während der gesamten Messzeit immer an der gleichen Stelle im Neutronenfeld. Die Anzahl der von diesem Detektor registrierten Ereignisse N_{NMO} wurde während dieser Zeit parallel zu den Flugzeitspektren aufgenommen. Nach jeder Änderung der Neutronenenergie wurde mit Hilfe des RPPC ein Kalibrierungsfaktor f_{cal} bestimmt, der die Anzahl N_{NMO} mit dem Neutronenfluss pro Raumwinkelement Φ korreliert:

$$\Phi = f_{\text{cal}} \cdot N_{\text{NMO}} \quad (5.7)$$

Dazu wurden die Plastik-Szintillationsdetektoren entfernt und dafür der RPPC unter dem entsprechenden Winkel (d.h. 0, 50,5 oder 76,5°) aufgestellt und zusammen mit dem NMO bestrahlt. Aus der bekannten Effizienz und dem Raumwinkel dieses Detektors [Schl02] kann f_{cal} bestimmt werden. Damit ergibt sich die auf die Plastik-Szintillatoren einfallende Neutronenzahl N_{inc} zu:

$$N_{\text{inc}} = N_{\text{NMO}} \cdot f_{\text{cal}} \cdot f_{\text{trans,air}} \cdot \Omega \cdot \frac{t_{\text{live}}}{t_{\text{real}}} \quad (5.8)$$

Dabei ist Ω der vom Plastik-Szintillator abgedeckte Raumwinkel und t_{live} und t_{real} die Live- bzw. Echtzeit der Datenaufnahme. $f_{\text{trans,air}}$ ist der Neutronen-Transmissionskoeffizient in Luft, der sich, wie in Kap. 7.2.1.2 beschrieben, aus der Luftzusammensetzung und den relevanten totalen Neutronen-Wirkungsquerschnitten berechnen lässt.

¹PTB-intern wird dieser Detektor als „New Monitor“ bezeichnet.

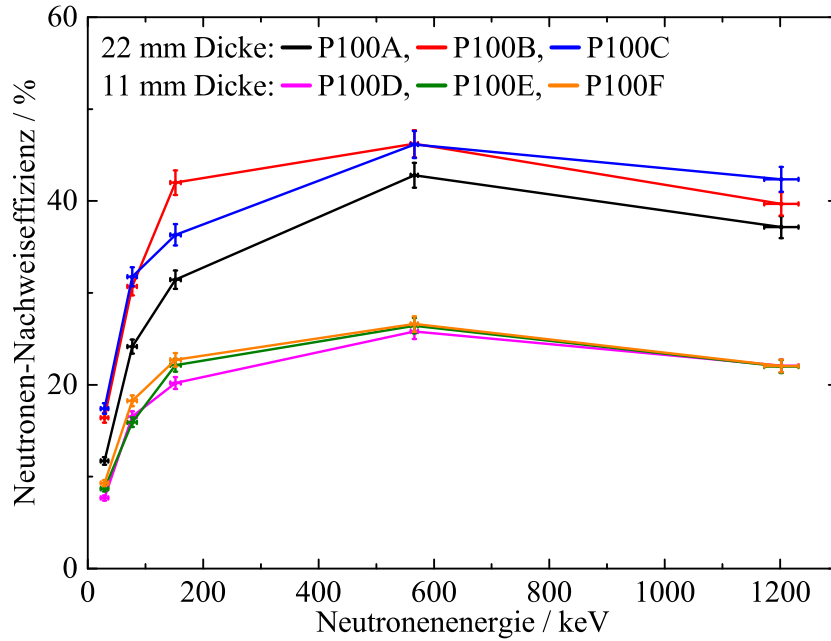


Abbildung 5.12: Neutronen-Nachweiseffizienz der Plastik-Szintillationsdetektoren. Es wurden 6 verschiedene Detektoren kalibriert. Davon waren drei 11 mm dick und drei 22 mm dick. Wobei die 22 mm dicken Detektoren aus zwei 11 mm dicken Szintillatorstreifen zusammengesetzt waren.

Diese Messung wurde mit Version 1 der Datenaufnahme-Elektronik durchgeführt (vgl. Kap. 3). In dieser Version war die Messung der ereignisweisen Totzeit noch nicht realisiert, d.h. für diese Messung kann keine korrekte flugzeit-abhängige Totzeit-Korrektur nach Kap. 4.5 durchgeführt werden und für t_{live} und t_{real} wurden die flugzeit-unabhängige integralen Werte verwendet.

Da der RPPC ein kleineres Raumwinkelement abdeckt als die Plastik-Szintillatoren setzt die Rechnung voraus, dass der Neutronenfluss nicht zu stark mit dem Emissionswinkel θ aus der Quelle variiert. Für die 3 höchsten Energien, d.h. bei $\theta = 0^\circ$ deckt der Plastik-Szintillator einen Winkelbereich von $\pm 7,1^\circ$ ab. Bei den kleineren Energien verringert sich dieser Bereich durch die vertikale Aufstellung der Detektoren auf $0,2$ und $0,6^\circ$ für $\theta = 76,5$ bzw. $50,5^\circ$. Die Simulation mit TARGET zeigt, dass in diesen Winkelbereichen die Variation des Neutronenflusses kleiner als $0,8\%$ und damit vernachlässigbar ist.

Schließlich ergibt sich die Neutronen-Nachweiseffizienz ε zu:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{det}}}{N_{\text{inc}}} \quad (5.9)$$

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 5.12 dargestellt. Insgesamt wurden 6 Detektoren kalibriert. Davon waren drei Detektoren wie in Kap. 2.3 beschrieben aus 11 mm starken Szintillatorstreifen aufgebaut. Zusätzlich wurden drei Detektoren hergestellt, die zur besseren Ausnutzung der sensitiven Fläche der Photovervielfacher (PMT) 22 mm stark waren. Dazu wurden zwei 11 mm dicke Streifen gemeinsam verpackt und als Paar an zwei PMTs gekoppelt. Wie in Abb. 5.12 zu sehen liefern die 11 mm starken Detektoren ein konsistentes Bild während zwischen den 22 mm starken Detektoren größere Abweichungen auftreten. Dies ist wahrscheinlich auf minimale Längenunterschiede der beiden zum Zusammensetzen verwendeten Szintillatorstreifen zurückzuführen, die eine nicht vollständige Lichtkopplung an die PMTs verursachen.

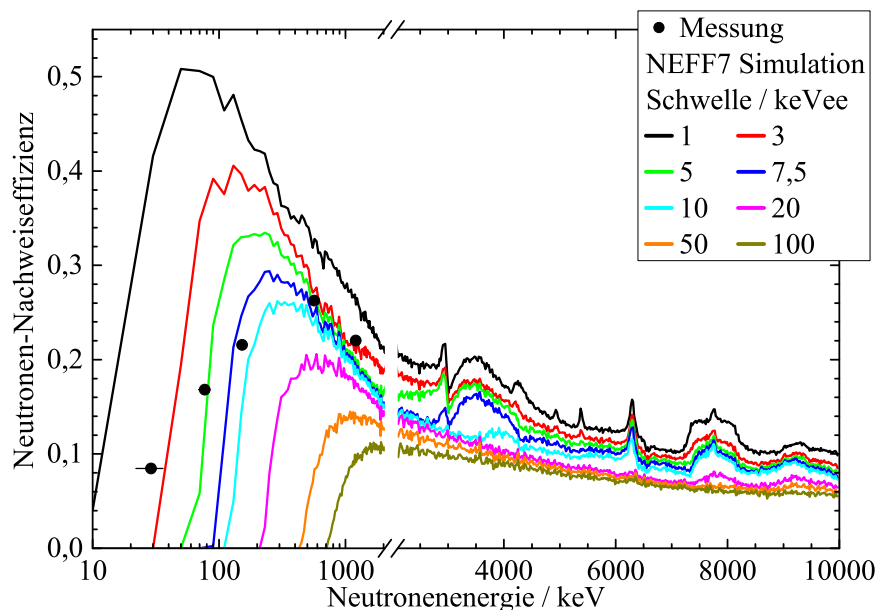


Abbildung 5.13: Vergleich der gemessenen Neutronennachweiseffizienz (schwarzen Punkte) mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit dem Code NEFF7 (farbige Linien). Dabei sind die Punkte die gemittelten Werte der drei verschiedenen 11 mm starken Szintillatoren, die an der PTB vermessen wurden, und die verschiedenen Linien die Ergebnisse der Simulationen mit verschiedenen Nachweisschwellen.

5.2.2.2 Simulation der Effizienz mit NEFF7

Zur Überprüfung der gemessenen Daten und zur Inter- und Extrapolation zu Energiewerten, die bei der Kalibrierung nicht verwendet wurden, wurden Simulationsrechnungen mit dem Programm NEFF7 [Die82] durchgeführt. NEFF7 ist ein Monte-Carlo Code, der bei der PTB zur Berechnung von Neutronen-Nachweiseffizienzen von verschiedenen Flüssig- und Feststoff-Szintillationsdetektoren entwickelt wurde. Er hat sich bisher besonders bei Energien oberhalb von 500 keV bewährt.

Der Code beinhaltet:

- die Detektorgeometrie, d.h. sowohl den Szintillator als auch das Gehäuse bzw. die Ummantelung,
- die Definition der Neutronenquelle,
- den Neutronentransport,
- die Stoßkinematik,
- die Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Reaktionen an allen vorhandenen Materialien,
- die Erzeugung von Sekundärteilchen,
- die Szintillationslichtproduktion durch geladene Teilchen,
- sowie eine Nachweisschwelle in Einheiten der Lichtausbeute.

Die Geometrie ist aber leider auf zylindrische Szintillatorvolumina beschränkt. Deshalb wurden die Rechnungen für einen 11 mm dicken und 42 mm durchmessenden Szintillator durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 5.13 dargestellt. Unter der Annahme einer Nachweisschwelle von 3 keVee wird die absolute Höhe der gemessenen Effizienz im Bereich oberhalb von 500 keV relativ gut wiedergegeben. In Schwellennähe unterhalb von 300 keV weichen die Simulationen jedoch sehr stark von der Messung ab. Die berechneten Kurven fallen in diesem Bereich wesentlich steiler ab als die gemessenen Werte. Auch eine Änderung der angenommenen Nachweisschwelle verändert dieses Verhalten nicht.

Im Energiebereich oberhalb von 1200 keV erscheinen in der Simulationsrechnung markante Strukturen. Diese stammen von elastischen Stößen der Neutronen mit Kohlenstoffkernen. Bei

diesen Stößen wird aufgrund der Kinematik maximal 28 % der kinetischen Energie übertragen [Knoll]. Zusätzlich beträgt die Lichtausbeute für Kohlenstoffkerne nur etwa ein Zehntel bis ein Hundertstel der von Protonen gleicher Energie. Dadurch treten diese Strukturen erst bei sehr niedrigen Schwellen auf. Dies bedeutet auch, dass bei nicht genau bestimmter Nachweisschwelle auch die Effizienzkurve bei höheren Energien nicht genau simuliert werden kann.

5.2.2.3 Simulation der Effizienz mit NEFF7FZD

Um eine bessere Wiedergabe der tatsächlichen Bedingungen durch die Simulation zu erreichen, wurde der ursprüngliche Code von NEFF7 ergänzt und eine neue Version, NEFF7FZD², erzeugt.

Das neue Programm beschreibt einen quaderförmigen Szintillator und dessen Ummantelung. Letztere besteht von innen nach außen aus einer Schicht Teflon, einer Schicht Aluminium und einer Schicht PVC (Schrumpfschlauch). Dazu musste auch Fluor in die Reaktionsdatenbank eingepflegt werden.

Die Erzeugung des Szintillationslichts geschieht entsprechend der vom Hersteller bestimmten Lichtausbeutefunktion für das Material EJ-200. Für jedes erzeugte Szintillationsphoton wird die Ausbreitung im Szintillator simuliert. Dabei wird eine isotrope Emission vom Erzeugungsort angenommen. Die weitere Ausbreitung wird durch die Absorptionslänge des Szintillatormaterials, die Totalreflexion an den Seitenflächen sowie die diffuse Rückstreuung an Teflon bestimmt.

Die Szintillationsphotonen werden bis zu beiden Enden des Szintillators verfolgt, wo dann die Erzeugung von Photoelektronen in den Photomultipliern (PMTs) simuliert wird. Hierbei wird unter Beachtung der Quanteneffizienz der Photokathode entsprechend einer Poisson-Verteilung bestimmt wie viele Elektronen generiert werden.

Wenn für ein eingefallenes Neutron in jedem PMT wenigstens ein Photoelektron ausgelöst wird, so wird dies als nachgewiesenes Neutron registriert und für die Berechnung der Effizienz verwendet. Damit wird die Nachweisschwelle durch das Programm selbst definiert und geht nicht mehr als Parameter in die Simulation ein. Die verbleibenden vom Nutzer wählbaren Parameter sind:

- der Abstand der Quelle zur Front des Szintillators,
- die Dimensionen des Szintillators,
- die Dicken der Ummantelungsschichten,
- die Dichten des Szintillators und der Ummantelungsmaterialien,
- die Verhältnisse Wasserstoff zu Kohlenstoff im Szintillator und im PVC,
- das Verhältnis Fluor zu Kohlenstoff im Teflon,
- der Prozentsatz der Licht-Rückstreuung an Teflon,
- die Quanteneffizienz der Photomultiplier,
- sowie die Abschwächungslänge des Szintillatormaterials.

Die Abbn. 5.14 und 5.15 zeigen Ergebnisse von Rechnungen mit NEFF7FZD im Vergleich zu den gemessenen Werten und der Simulation mit NEFF7. Als Startwerte für die Abschwächungslänge des Szintillatormaterials und die Quanteneffizienz der PMTs wurden die von den Herstellern im jeweiligen Datenblatt angegebenen Werte von 380 cm bzw. 28 % benutzt. Bei diesen Werten ergibt sich ein ähnliches Ergebnis wie bei der Simulation mit NEFF7, wenn man dort eine Detektionsschwelle von 3 keVee wählt. Lediglich der Abfall der Kurven in Schwellennähe ist etwas flacher, aber immer noch wesentlich steiler als bei den gemessenen Daten. Wie man in Abb. 5.14 sieht, ist der Einfluss der Ummantelungsmaterialien vernachlässigbar. Der Einfluss der Reflektivität des Teflons wurde ebenfalls untersucht. Dieser ist ebenfalls nur minimal. Bei einer Reduktion von 95 auf 50 % ergab sich eine Verringerung der Effizienz im Mittel von 3 %.

²Die Änderungen von NEFF7 wurden von Thomas Beyer durchgeführt.

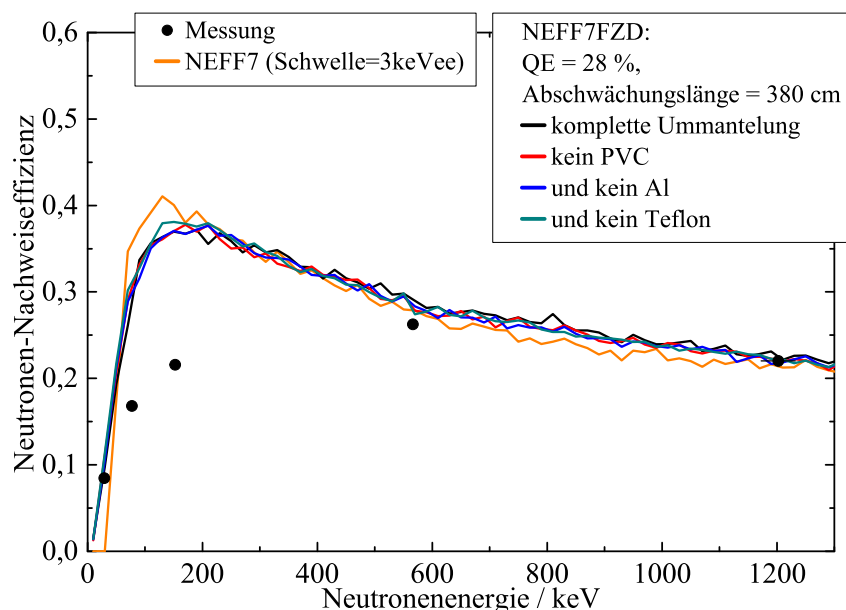


Abbildung 5.14: Vergleich der gemessenen Neutronen-Nachweiseffizienz (rote Sterne) mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit dem Code NEFF7 (orange Linie) und der angepassten Programm-Version NEFF7FZD. Die schwarze Kurve entspricht der Simulation mit kompletter Ummantelung. Die anderen Kurven ergeben sich bei der schrittweisen Entfernung der einzelnen Material-Schichten. Die Quanteneffizienz (QE) der PMTs und die Abschwächungslänge des Szintillators wurden dabei gleich belassen.

Durch Variation der Abschwächungslänge und der Quanteneffizienz kann man das Schwellenverhalten hingegen stark beeinflussen (vgl. Abb. 5.15). Sowohl die Reduktion der Quanteneffizienz als auch der Abschwächungslänge führen zu einer besseren Reproduktion der gemessenen Datenpunkte. Die beste Übereinstimmung wird mit einer Quanteneffizienz von 20 % und einer Abschwächungslänge von 1,9 m erreicht.

Das Emissionsspektrum des Szintillators liegt im Wellenlängenbereich von 400 bis 500 nm mit dem Maximum bei etwa 425 nm. In diesem Bereich fällt die Quanteneffizienz der PMTs von 28 auf 14 % ab. Die Annahme einer mittleren Quanteneffizienz von 20 % ist daher realistisch.

Die Abschwächungslänge von 1,9 m liegt in der Nähe der bereits in Ref. [Bey05] gemessenen effektiven Abschwächungslänge von 1,5 m und erscheint damit auch realistisch. Die große Differenz zur Herstellerangabe von 3,8 m könnte von Verlusten bei der Reflexion und Streuung an den Oberflächen des Szintillators herrühren, die bei dem im Verhältnis zur Länge relativ kleinen Querschnitt sehr häufig auftreten.

5.2.2.4 Messung an nELBE

Da die Simulations-Codes kein zufriedenstellendes Ergebnis geliefert haben und daher die fünf bei der PTB verwendeten Energien unterhalb von 1,2 MeV nicht ausreichen, um eine Effizienzkurve über den gesamten an nELBE zur Verfügung stehenden Energiebereich zu bestimmen, wurde eine weitere Messung zur Bestimmung der Effizienz durchgeführt. Dazu wurden die Spaltkammer und ein Plastik-Szintillationsdetektor gleichzeitig in den nELBE Neutronenstrahl gestellt. Die Spaltkammer bei einer Flugstrecke von 554,7 cm und der Szintillationsdetektor bei 634,7 cm. Bei dieser Messung war um den Szintillationsdetektor die 1 cm starke Blei-Ummantelung montiert.

Als Absorber vor dem Kollimator wurde eine Kombination eines 3 cm-Blei-Zylinders mit einem 2,5 cm-Tantal-Zylinder verwendet, um den Photonen-Anteil im nELBE-Strahl so gering

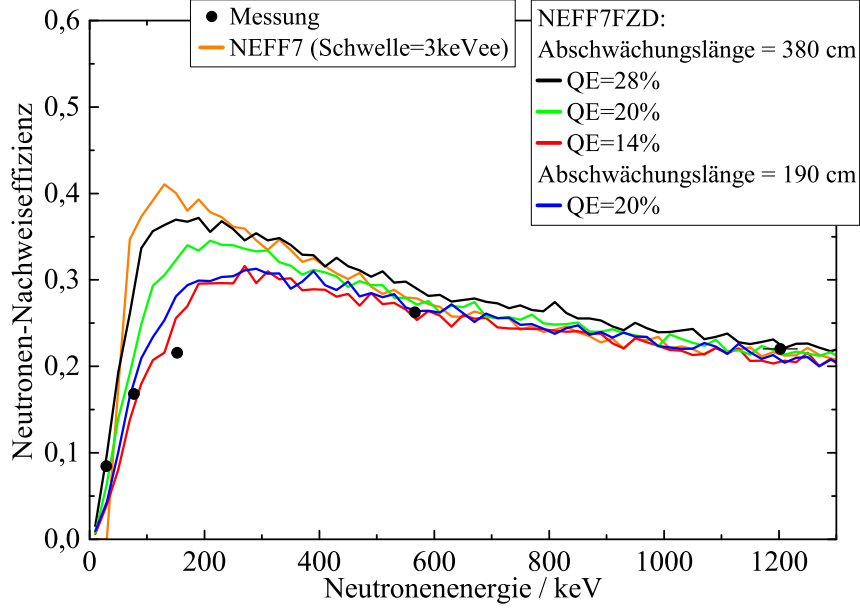


Abbildung 5.15: Vergleich der gemessenen Neutronen-Nachweiseffizienz (rote Sterne) mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit dem Code NEFF7 (orangefarbene Linie) und der angepassten Programm-Version NEFF7FZD. Die farbigen Kurven entsprechen verschiedenen Kombinationen von Szintillator-Abschwächungslänge und PMT-Quanteneffizienz (QE).

wie möglich zu halten. Die Wiederholrate des Beschleunigers wurde auf 202 kHz gesetzt. Die Trigger-Rate durch den Szintillationsdetektor wurde um einen Faktor 10 herunter skaliert (vgl. Kap. 3.4). Dadurch kann der Elektronen-Strom des Beschleunigers maximal gewählt werden, um ausreichend Zählrate, typischerweise 20 s^{-1} , in der Spaltkammer zu erreichen, ohne dass die Datenaufnahme durch die wesentlich höhere Zählrate des Szintillationsdetektors, etwa $35 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, permanent beschäftigt war. Die gesamte Messzeit betrug 27 Stunden mit einem integralen Totzeitanteil von 15,3 %.

In Abb. 5.16 sind die mit beiden Detektoren aufgenommenen Flugzeitverteilungen dargestellt. Aus dem Flugzeitspektrum der Spaltkammer kann, wie später ausführlich diskutiert (siehe Kap. 7.2), der an der Position des Plastik-Szintillationsdetektors eintreffende Neutronenfluss berechnet werden. Damit kann die Effizienz ε_{PI} des Plastik-Szintillationsdetektors bestimmt werden. Dazu wird als erstes eine Untergrundkorrektur durchgeführt. Für beide Verteilungen wird ein konstantes Untergrundniveau bestimmt, indem der Inhalt beider Histogramme in den Bereichen vor dem Photonenflash ($t \approx -420$ bis -175 ns) und am oberen Ende der Zeitskala ($t \approx 2700$ bis 4200 ns) aufsummiert wird und der mittlere Kanalinhalt N_{back} bestimmt wird. Um diesen Wert wird der Inhalt jedes Flugzeitkanals verringert. Aus den so entstandenen untergrundkorrigierten Flugzeitverteilungen des Plastik-Szintillationsdetektors und der Spaltkammer, dN_{PI}/dT bzw. dN_{FC}/dT , ergibt sich ε_{PI} unter Verwendung der in Kap. 5.1.2 bestimmten Effizienz der Spaltkammer ε_{FC} und den in Kap. 7.2 bestimmten Korrekturfaktoren $f_{\text{loss,ADC}}$, $f_{\text{trans,FC}}$ und $f_{\text{trans,air}}$ zu:

$$\varepsilon_{\text{PI}}(E_n, dE) = \frac{\frac{dN_{\text{PI}}}{dT}(E_n, dE)}{A_{\text{PI}} \cdot t_{\text{live,PI}}(E_n, dE)} \cdot \frac{A_{\text{tot}} \cdot \varepsilon_{\text{FC}}(E_n, dE) \cdot t_{\text{live,FC}}(E_n, dE)}{\frac{dN_{\text{FC}}}{dT}(E_n, dE) \cdot f_{\text{corr}}(E, dE)} \quad (5.10)$$

$$f_{\text{corr}}(E, dE) = f_{\text{loss,ADC}} \cdot f_{\text{trans,FC}}(E, dE) \cdot f_{\text{trans,air}}(E, dE) \quad (5.11)$$

Dabei bedeutet der Ausdruck (E_n, dE) für die Effizienz, die Korrekturfaktoren und die Live-Messzeiten $t_{\text{live,PI/FC}}$ eine Mittelung in dem Energie-Intervall $[E, E + dE]$, während er für $dN_{\text{PI,FC}}/dT$ ein „Rebinning“, d.h. die Aufteilung bzw. Summation von Bins, in neue Bins

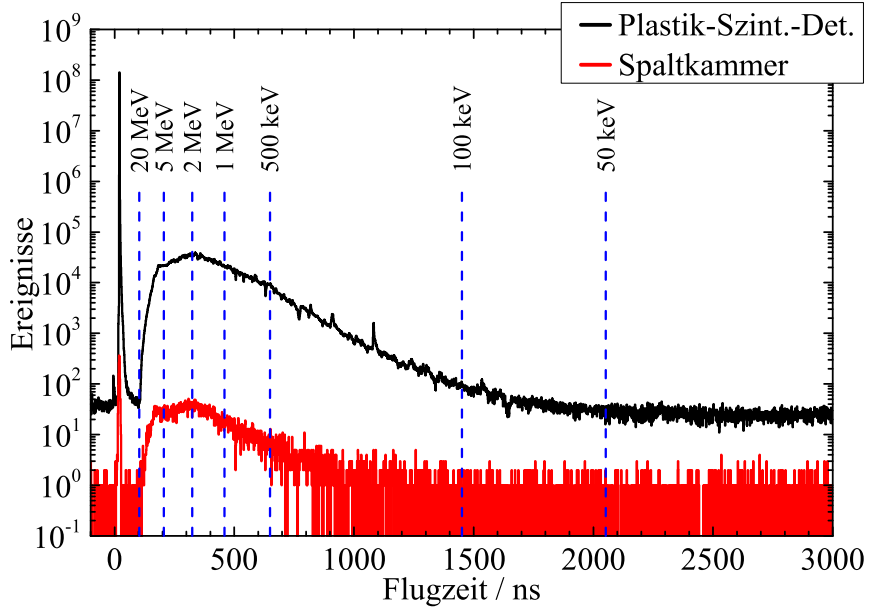


Abbildung 5.16: Flugzeitverteilungen, die während der Effizienzkalibrierung am nELBE Strahl mit dem Plastik-Szintillationsdetektor und der Spaltkammer gemessen wurden. Die Zeitachse der mit der Spaltkammer gemessenen Verteilung wurde auf die Flugstrecke des Plastik-Szintillationsdetektors normiert.

$[T(E_n), T(E_n + dE)]$ bezeichnet. Als Energie-Binbreite wurde ein Wert von 100 keV gewählt.

Aufgrund der Kanalabhängigkeit der Datenaufnahmetotzeit und unterschiedlicher Signallaufzeiten und damit unterschiedlicher zeitlicher Lage relativ zum Beschleunigerreferenzsignal können die Werte der Live-Messzeiten $t_{\text{live,P1}}$ und $t_{\text{live,FC}}$ bei einer bestimmten Neutronenenergie für beide Detektoren prinzipiell verschieden sein. Doch wie in Kap. 4.5 gezeigt wurde, sind diese Unterschiede im Bereich der Neutronenverteilung minimal, wodurch $t_{\text{live,P1}}$ und $t_{\text{live,FC}}$ als gleich angenommen werden können und sich somit in Gl. (5.10) herauskürzen.

Die Größe A_{tot} bezeichnet die Gesamtquerschnittsfläche des Neutronenstrahls an der Position des Plastik-Szintillationsdetektors. Diese ergibt sich aus der Strahlprofilmessung, die in Kap. 7.1 beschrieben wird. Nach Gl. (7.4) ergibt sich für die bei der Effizienzkalibrierung benutzte Flugstrecke l von 634,7 cm ein Strahldurchmesser von $d = 59,9(8)$ mm und damit eine Querschnittsfläche von $A_{\text{tot}} = 28,2(7)$ cm². Da d größer ist als die Breite des Szintillators von $b = 42$ mm und daher nur ein Teil des durch die Spaltkammer tretenden Neutronenflusses auf den Szintillator trifft, muss die Überlapp-Fläche A_{P1} des Szintillators mit dem Neutronenstrahl wie folgt bestimmt werden:

$$A_{\text{P1}} = 4 \cdot \int_0^{\min(b,d)/2} \sqrt{(d/2)^2 - x^2} dx \quad (5.12)$$

$$= \begin{cases} \pi \cdot (d/2)^2 & : d \leq b \\ 2 \cdot \left[(b/2) \cdot \sqrt{(d/2)^2 - (b/2)^2} + (d/2)^2 \cdot \arcsin\left(\frac{b}{d}\right) \right] & : d > b \end{cases} \quad (5.13)$$

Es ergibt sich eine Fläche von $A_{\text{P1}} = 22,9(4)$ cm².

Die sich aus Gl. (5.10) ergebenden Werte der Neutronen-Nachweisseffizienz sind in Abb. 5.17 im Vergleich mit den bei der PTB gemessenen dargestellt. Wie bei den PTB Messwerten erkennt man bei der an nELBE bestimmten Kurve ein Maximum bei etwa 600 bis 700 keV. Unterhalb dieses Maximums fällt die nELBE Kurve jedoch steiler ab als die PTB Messpunkte. Eine Extrapolation der nELBE Werte ergibt eine Nachweisschwelle von etwa 40 bis 50 keV. Aus den PTB Punkten ergibt sich aber eine Schwelle von etwa 10 keV. Diese Diskrepanz könnte zum einen durch die Bleiabschirmung verursacht werden, die bei der PTB Messung nicht vorhanden war, oder zum anderen durch kanalabhängige Totzeiteffekte, die

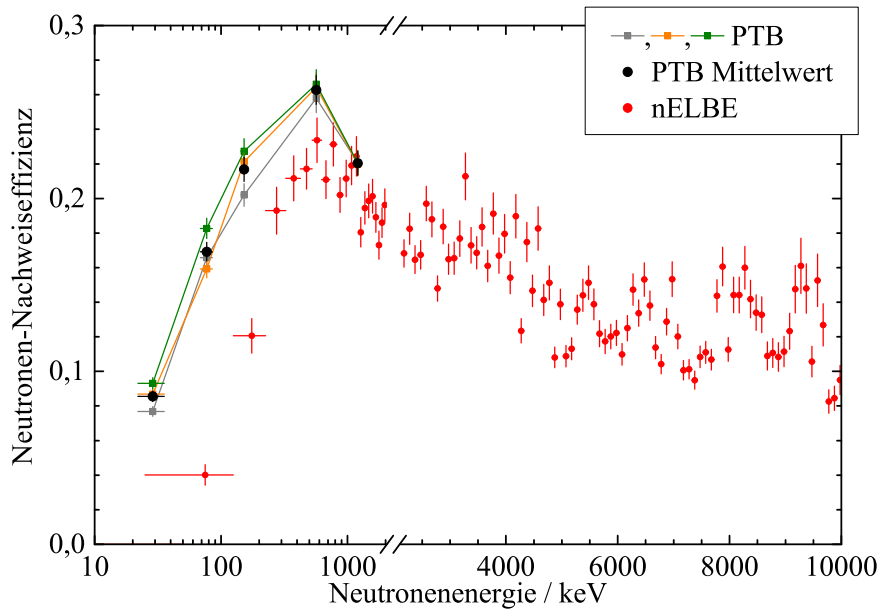


Abbildung 5.17: Vergleich der bei der PTB mit den an nELBE gemessenen Neutronen-Nachweiseffizienzen. Die mit „PTB Mittelwert“ bezeichneten Werte (schwarz) sind die Mittelwerte der Messergebnisse der drei einzelnen 11 mm starken Detektoren. Die roten Messpunkte wurden mit dem nELBE Neutronenstrahl relativ zur ^{235}U Spaltkammer gemessen.

aufgrund des intensiveren Photonenflashes und des breiteren Neutronenspektrums an nELBE wesentlich größer ausfallen als bei der PTB. Leider wurden beide Messungen mit Version 1 der Datenaufnahmeelektronik (vgl. Kap. 3) aufgenommen, in der noch keine ereignisweise Messung der Totzeit vorgesehen war. Beide Messungen sollten noch einmal mit der zweiten Elektronik-Version durchgeführt werden.

Der Vergleich der an nELBE durchgeführten Messung mit den Simulationsrechnungen in Abb. 5.18 zeigt wieder, dass sowohl NEFF7 als auch NEFF7FZD im schwelennahen Bereich unzulänglich sind. Die Bleiabschirmung müsste noch in NEFF7FZD implementiert werden, um Aussagen darüber treffen zu können, ob sie die Ursache für die Unterschiede zwischen den beiden Messungen ist.

Im Energiebereich zwischen von 1000 bis 5500 keV herrscht eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Werten. Auch die von den Simulationsrechnungen vorausgesagten, durch Kohlenstoff verursachten Strukturen erscheinen in den Messpunkten. Oberhalb von 6000 keV treten wieder größere Abweichungen auf, die durch weitere noch nicht beachtete Material-Komponenten und Reaktionskanäle verursacht oder der geringen Messstatistik geschuldet sein könnten.

5.2.2.5 Nochmalige Messung bei der PTB Braunschweig

Aufgrund der Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der beiden Messungen sowie der Simulationsrechnungen wurde eine weitere Kalibrationsmessung bei der PTB durchgeführt. Diese Messung ist Teil einer anderen Doktorarbeit [Han14].

Während dieser zweiten Strahlzeit wurden die fünf bei den später an nELBE durchgeführten Messungen zur Inelastischen Neutronenstreuung verwendeten Plastik-Szintillationsdetektoren effizienzkalibriert. Dabei handelt es sich ausschließlich um 11 mm dicke Szintillatoren, die zudem mit ihren jeweiligen Bleiabschirmungen ausgestattet waren.

Der Energiebereich der Kalibration wurde gegenüber der ersten Messung bei der PTB auf 12 bis 4930 keV erweitert. Dazu wurden die in Tab. 5.4 aufgelisteten Strahlkonfigurationen benutzt. Um die verfügbare Strahlzeit von fünf Tagen effizient zu nutzen, wurden immer

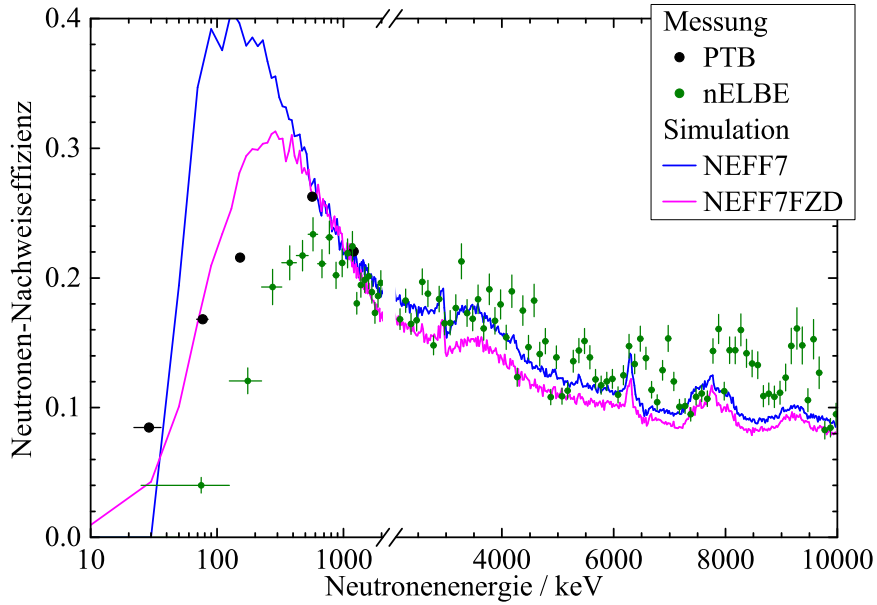


Abbildung 5.18: Vergleich der bei der PTB und an nELBE gemessenen Neutronen-Nachweiseffizienzen mit Simulationsrechnungen. Weder NEFF7 noch NEFF7FZD können das schwelennahe Verhalten der gemessenen Werte unterhalb von 600 keV ausreichend gut beschreiben. Im Bereich zwischen 600 und 6000 keV herrscht gute Übereinstimmung.

drei Detektoren gleichzeitig bestrahlt. Diese waren unter verschiedenen Winkeln relativ zum Projektil-Strahl positioniert, z.B. unter 0° , $+30^\circ$ und -30° , wodurch sie wie in Kap. 5.2.2.1 diskutiert unterschiedlichen Neutronenenergien ausgesetzt wurden. Die aus den verschiedenen Strahlkonfigurationen und Detektorpositionen resultierenden Neutronenenergien sind in Tab. 5.5 verzeichnet.

Die Analyse der Messdaten erfolgt in gleicher Weise wie in Kap. 5.2.2.1 für die erste Strahlzeit beschrieben. In Abb. 5.19 sind die Ergebnisse der beiden Messzeiten im Vergleich dargestellt. Man erkennt, dass alle Detektoren einen ähnlichen Verlauf der Effizienzkurve aufweisen. Die Absolutwerte bei einzelnen Energien weichen jedoch um bis zu 80 % vom Mittelwert ab. Dies könnte auf Mängel bei der Herstellung der Detektoren, z.B. aufgrund von Lufteinschlüssen im Silikonfett zwischen Szintillator und PMT, auf Unterschiede zwischen den einzelnen Szintillatorstreifen, z.B. in der Dichte der Farbzentren, oder auf unterschiedliche Quanteneffizienzen der PMTs hinweisen. Vergleicht man die Ergebnisse einzelner

Tabelle 5.4: Experimentelle Bedingungen bei der zweiten Strahlzeit bei der PTB. E_p ist die kinetische Energie der Projektilteilchen und $E_n(0^\circ)$ die kinetische Energie der unter 0° relativ zum einfallenden Strahl emittierten Neutronen.

Konfiguration	$E_n(0^\circ)/\text{keV}$	Reaktion	E_p/keV	Strahlstrom/ μA	Wiederholfrequenz/kHz
1	144	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	1,94	0,50	625
2	144	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	1,94	0,25	310
3	262	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	2,03	0,50	625
4	565	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	2,297	0,60	625
5	1200	${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	2,1	0,65	625
6	2501	${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	3,354	0,45	625
7	4927	${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	2,3	0,45	625

Tabelle 5.5: Durchgeführte Kalibrierungsmessungen der einzelnen Detektoren. Es wurden immer drei Detektoren gleichzeitig bestrahlt, die unter Winkeln von 0, 30 und -30° , $-46,5$, $76,5$ und $-76,5^\circ$ bzw. $46,5$, $-46,5$ und -90° relativ zum einfallende Strahl in den gegebenen Abständen von der Neutronenquelle positioniert waren. $E_n(\theta)$ ist die mittlere Energie der auf die unter diesen Winkeln aufgestellten Detektoren einfallenden Neutronen.

Konfiguration	Winkel $\theta/^\circ$	$E_n(\theta)/\text{keV}$	Flugstrecke/mm	Detektor				
				1	2	3	4	5
1	0	144	3000	x		x		
1	30	113	3000		x		x	x
2	46,5	79	2000		x	x	x	x
2	76,5	24	2000	x		x	x	
1	90	12	1000	x				
3	0	262	3000	x		x		
3	30	226	3000		x		x	x
4	0	565	3000	x	x	x		x
4	30	516	3000	x	x	x	x	x
5	0	1200	3000	x		x		x
5	30	1054	3000		x	x	x	x
6	0	2501	3000	x	x	x		
6	30	2243	3000	x	x		x	x
7	0	4927	3000	x		x		
7	30	4608	3000		x		x	x

Detektoren bei nah beieinander liegenden Energien, z.B. bei 516 und 565 keV, so stellt man ebenfalls Unterschiede fest, die bis zu 7 % betragen können. Diese könnten z.B. durch trotz größter Sorgfalt aufgetretene ungenaue Ausrichtung der Schattenkegel oder Schwankungen in der Verstärkung der PMTs oder der CFD Schwellen zurückzuführen sein.

Da die Erklärung der aufgetretenen Unterschiede sowohl zwischen den einzelnen Detektoren als auch zwischen den verschiedenen Messzeiten und Simulationen nur durch intensive Versuchsreihen gefunden werden können, werden für die Auswertung der in Kap. 8 beschriebenen inelastischen Streuexperimente die für die dort verwendeten Detektoren während der zweiten PTB Strahlzeit bestimmten Effizienzen benutzt. Der abgedeckte Energiebereich von 24 bis 4900 keV ist dafür ausreichend. Für jeden Detektor wird eine individuelle Effizienzkurve bestimmt. Bei den nah beieinander liegenden Energien 516/565, 1054/1200 sowie 2243/2501 keV werden jeweils gemittelte Werte benutzt und zwischen den einzelnen Messpunkten eine lineare Interpolation durchgeführt. Die sich ergebenden Kurven sind in Abb. 5.19 eingetragen.

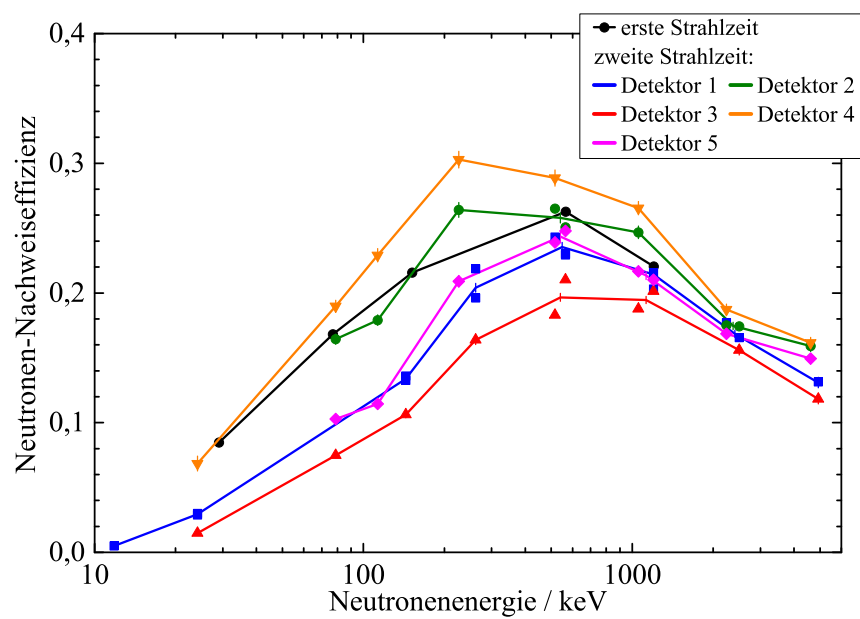


Abbildung 5.19: Vergleich der Ergebnisse der beiden bei der PTB durchgeführten Kalibrationsmessungen. Die schwarzen Punkte sind die Mittelwerte der bei der ersten Strahlzeit benutzten 11 mm dicken Szintillatoren. Die farbigen Linien geben die für die spätere Auswertung von inelastischen Streuexperimenten verwendeten Effizienzkurven an. Sie enthalten gemittelte Werte für nah beieinander liegende Messpunkte.

Kapitel 6

Die Photonen-Detektoren

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der BaF_2 -Szintillationsdetektoren beschrieben und diskutiert. Der innere Aufbau der einzelnen Detektormodule und deren Anordnung als Array wurden bereits in Kap. 2.3 beschrieben. Im Folgenden sollen die für die Durchführung von inelastischen Streu-Experimenten wichtigen Eigenschaften der Detektoren bestimmt werden, d.h. die Flugzeit- und Energie-Auflösung, die Photonen-Nachweiss-effizienz und die Untergrundzählrate sowie die Ortsauflösung der beidseitig ausgelesenen Detektoren.

6.1 Die einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren

6.1.1 Messungen mit Prüfstrahlern

In den Abbn. 6.1 und 6.2 sind typische Ladungsspektren der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren zu sehen. Diese wurden mit verschiedenen radioaktiven Eichquellen aufgenommen. Es wurden Messungen mit einer Kombination aus einer ^{60}Co - und einer ^{137}Cs -Quelle durchgeführt und mit einer ^{54}Mn -Quelle. Die Quellen wurden dazu an der Probenposition im Zentrum des Detektor-Arrays positioniert. In Abb. 2.11 ist diese Anordnung dargestellt. Dort ist auch die Detektornummerierung definiert. Die für die in diesem Kapitel gezeigten Abbildungen verwendeten Detektoren sind repräsentative Beispiele. Sowohl der Detektor mit der schlechtesten Energieauflösung (Nr. 8) als auch der mit der besten (Nr. 31) sind dargestellt sowie zwei Detektoren mittlerer Qualität.

^{54}Mn und ^{137}Cs emittieren monoenergetisch bei 835 keV bzw. 662 keV [TOI]. ^{60}Co zerfällt hauptsächlich in einer Kaskade von zwei γ -Quanten (1173 keV und 1333 keV). Diese Linien sind in den Abbn. 6.1 und 6.2 mehr oder weniger deutlich zu erkennen. Besonders die Trennung des ^{60}Co -Linienpaar gibt ein anschauliches Maß für das Auflösungsvermögen der vorhandenen Detektoren: Nur bei wenigen sind die beiden Linien deutlich zu erkennen. Die quantitative Bestimmung der Auflösung erfolgt in Abschnitt 6.1.3.

6.1.2 Intrinsischer Untergrund

Neben den quellen-induzierten Strukturen erkennt man auch deutlich die Signaturen des intrinsischen Untergrunds, der typisch für BaF_2 -Kristalle ist [Wis89, Pfei98]. Die Kristalle enthalten Radium, das sich aufgrund der chemischen Ähnlichkeit zu Barium beim Herstellungsprozess schlecht aus dem Material heraustrennen lässt. Die Radiumisotope ^{226}Ra und ^{228}Ra haben eine Halbwertszeit von 1600 bzw. 5,75 Jahren [Pfe98] und zerfallen durch α - bzw. β -Zerfall ebenso wie mehrere Tochterkern. Die dabei entstehenden α -Teilchen und Elektronen werden zum Großteil in den Kristallen gestoppt und erzeugen detektierbare Signale. Das dabei entstehende Energiespektrum wurde zum Beispiel von Wisshak et al. [Wis89] detailliert untersucht und beschrieben. Das von dieser Arbeitsgruppe mit einem gekühlten 12 cm langen und 10 cm durchmessenden BaF_2 -Kristall gemessene Untergrundspektrum ist in Abb. 6.3 dargestellt und mit unserem besten Detektor verglichen. Man erkennt eine deut-

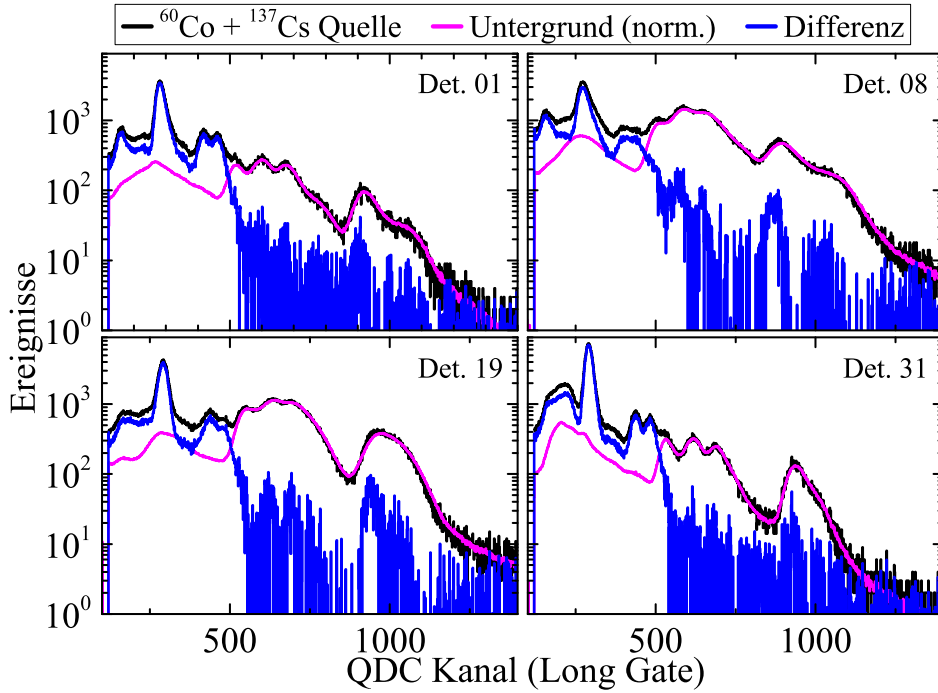


Abbildung 6.1: Signalintegralverteilungen der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren bei einer gleichzeitigen Messung mit einer ^{137}Cs - und einer ^{60}Co -Quelle. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren. Das ohne Quelle gemessene Histogramm (magenta) wurde auf gleiche Messzeit skaliert und von der Messung mit den Quellen (schwarz) abgezogen, um den reinen Quellen-Beitrag (blau) zu erhalten.

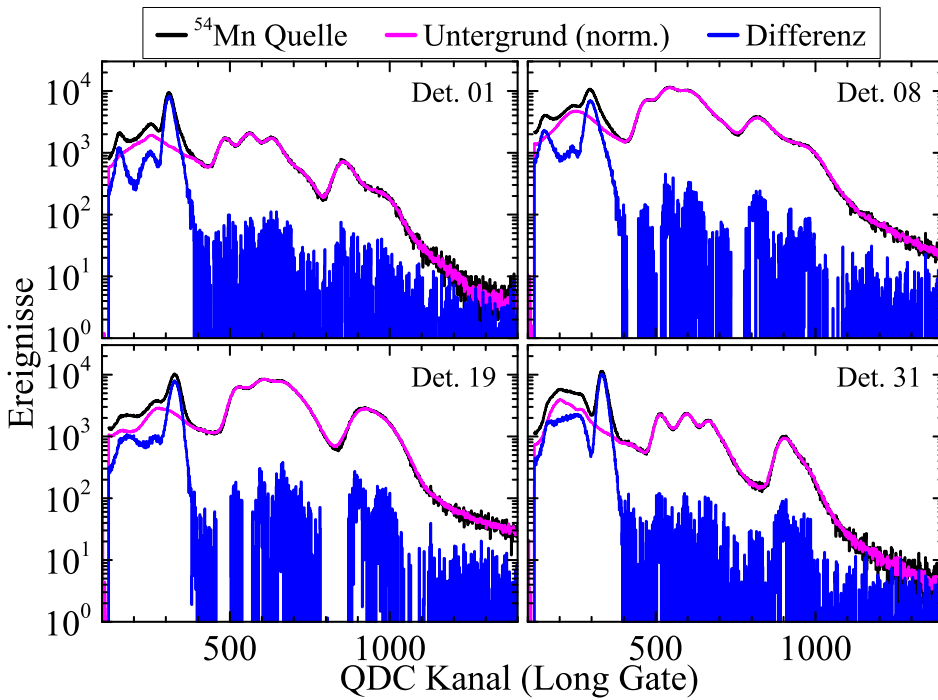


Abbildung 6.2: Signalintegralverteilungen der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren bei einer Messung mit einer ^{54}Mn -Quelle. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren. Das ohne Quelle gemessene Histogramm (magenta) wurde auf gleiche Messzeit skaliert und von der Messung mit Quelle (schwarz) abgezogen, um den reinen Quellen-Beitrag (blau) zu erhalten.

liche Übereinstimmung besonders in den Strukturen der ^{226}Ra -Zerfallsreihe. Der Peak bei 4,8 MeV α - bzw. 1,4 MeV Photonenenergie fällt bei unserer Messung im Vergleich zu den anderen Linien dieser Zerfallsreihen deutlich kleiner aus, was auf eine geringere ^{40}K -Aktivität der Umgebung im Vergleich zur Eigenaktivität des Kristalls schließen läßt. Die Signaturen der ^{228}Ra -Zerfallsreihe, zu der auch ^{208}Tl und ^{212}Bi gehören, sind kaum noch zu erkennen. Diese sollten aufgrund der kürzeren Halbwertszeit von ^{228}Ra bzw. seines Tochterkerns ^{228}Th (1,9 Jahre) mit der Zeit verschwinden.

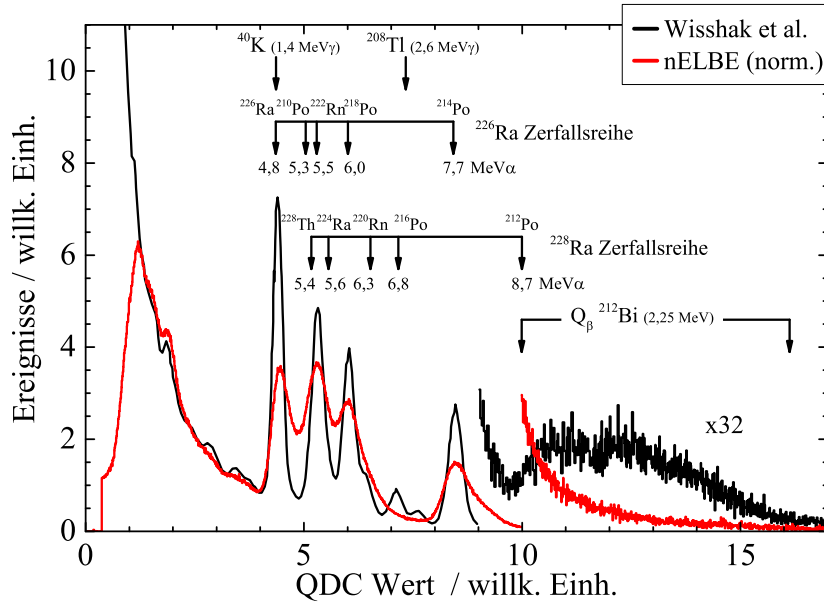


Abbildung 6.3: Intrinsische Aktivität von BaF_2 -Szintillationsdetektoren. Dargestellt ist das an nELBE mit einem einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren (Nr. 31) gemessene Untergrundspektrum (rot) im Vergleich zu einem von Wisshak et al. [Wis99] mit einem gekühlten 12 cm lange und 10 cm durchmessenden BaF_2 -Kristall gemessenen Spektrum (schwarz). Markiert sind die verschiedenen durch Radium-Verunreinigungen verursachten Strukturen. Die an nELBE gemessene Verteilung ist sowohl in Abszisse als auch Ordinate an das aus Ref. [Wis99] entnommene Spektrum skaliert.

Wie in Kap. 3.3 angedeutet können die durch α -Teilchen verursachten Signale mit Hilfe einer Pulsformdiskriminierung identifiziert werden. Dazu wird das Signal wie in Abb. 3.8 veranschaulicht über zwei verschieden lange Zeitfenster integriert, ein 40 ns langes „Short-Gate“ und ein 2 μs langes „Long-Gate“. Die Verteilung dieser beiden Werte bei der Messung mit der kombinierten ^{60}Co - ^{137}Cs -Quelle ist in Abb. 6.4 dargestellt. Man erkennt wieder je nach Auflösungsvermögen des Detektors die Signaturen der durch Photonen und α -Teilchen verursachten Ereignisse und auch das unterschiedliche Verhalten der beiden Teilchensorten. Für α -Teilchen ist der Long-Gate-Wert systematisch größer als der Short-Gate-Wert, für Photonen sind beide fast gleich.

Mit Hilfe eines zwei-dimensionalen Fensters kann der Anteil der Eigenaktivität an der gesamten Untergrundzählrate bestimmt werden. Dies ist in Abb. 6.5 aufgetragen. Die Gesamt-Untergrundzählraten reichen von 200 bis 1300 s^{-1} . Die α -Eigenaktivität liegt bei den meisten Kristallen zwischen 70 und 90 s^{-1} bei einigen aber auch zwischen 400 bis 800 s^{-1} . Als Vergleichswerte können die Angaben von Pfeiffer [Pfei98] für gleich große Kristalle von 10 bis 60 s^{-1} und von Wisshak et al. [Wis99] für 3mal größere Kristalle von 200 bis 1000 s^{-1} herangezogen werden. Dies läßt darauf schließen, dass unsere Kristalle eher von geringerer Reinheit sind. Es handelt sich um Kristalle der ersten Generation, die bei TAPS [Nov93] keine Verwendung mehr fanden.

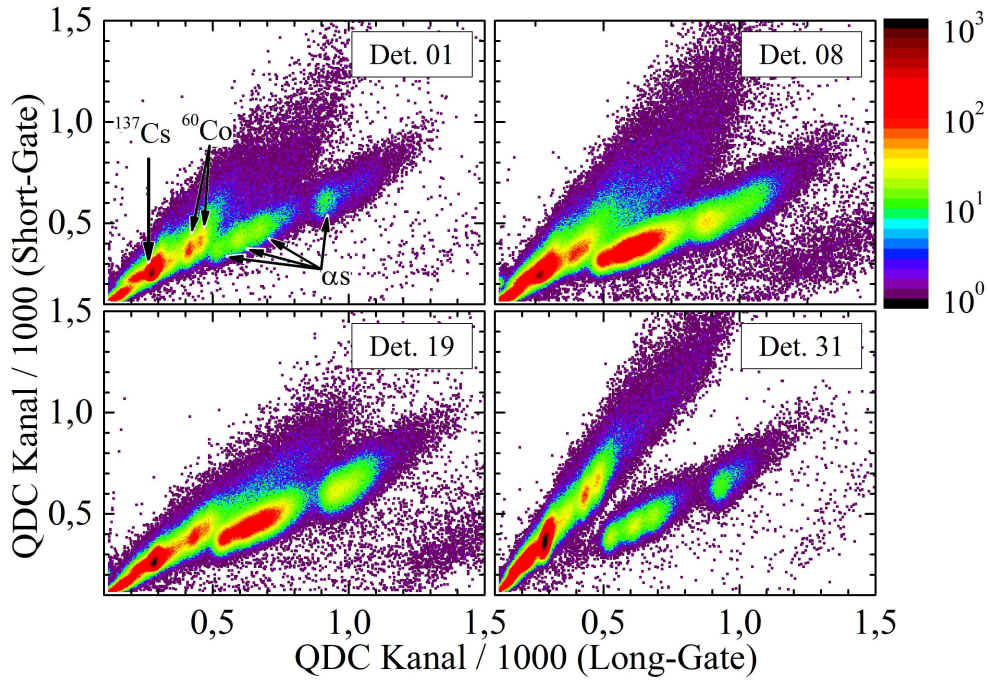


Abbildung 6.4: Korrelation zwischen Long-Gate- und Short-Gate-Signalintegral der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren bei einer gleichzeitigen Messung mit einer ^{137}Cs - und einer ^{60}Co -Quelle. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren. Im Graph von Detektor 1 (links oben) sind die durch die Quellen sowie durch die intrinsische α -Aktivität verursachten Strukturen markiert.

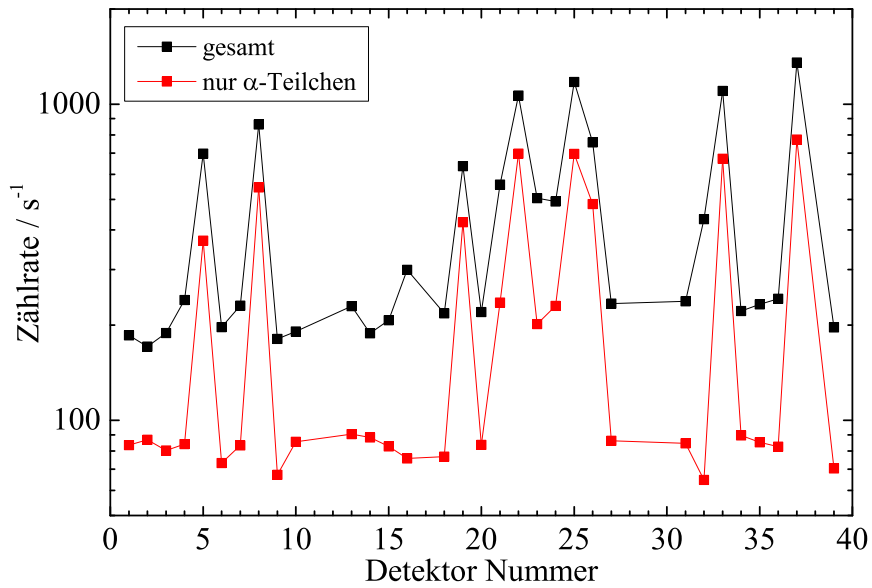


Abbildung 6.5: Untergrundzählrate der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren. Der Anteil der durch α -Zerfall verursachten Ereignisse wurde mit Hilfe eines Fensters auf die 2-dimensionale Verteilung von Long-Gate- zu Short-Gate-Signalinhalt bestimmt.

6.1.3 Energieauflösung

Aus den in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Quellen-Messungen kann die Energieauflösung der Detektoren bestimmt werden. Als Maß für die Energieauflösung kann die Breite von einzelnen γ -Linien herangezogen werden oder das „Tal-zu-Peak-Verhältnis“ zweier nah beieinander liegenden Linien. Letzteres bietet sich bei dem ^{60}Co -Linienpaar an. Das Tal-zu-Peak-Verhältnis wird hier als das Verhältnis der Höhe des Tals zwischen den beiden Linien zur Höhe des niederenergetischeren Peaks definiert. D.h. je kleiner das Tal-zu-Peak-Verhältnis desto besser sind die beiden Linien von einander zu unterscheiden.

Der Vorteil dieses Tal-zu-Peak-Verhältnisses ist, dass auf einen gleichzeitigen Fit der beiden Peaks verzichtet werden kann, der besonders bei schlechtem Auflösungsvermögen meist nicht zufriedenstellend durchgeführt werden kann. Bei einzeln stehenden Peaks wie der ^{54}Mn - oder der ^{137}Cs -Linie kann der Fit meist gut realisiert werden. In diesem Fall kann das Auflösungsvermögen als das Verhältnis der Breite ΔE des Peaks zu seiner Position E definiert werden.

In Abb. 6.6 sind die Ergebnisse aus der Analyse aller drei Isotope dargestellt. Die Detektoren weisen Tal-zu-Peak-Verhältnisse der ^{60}Co -Linien zwischen 0,6 und 1,0 auf. Die Werte $\Delta E/E$ liegen für die ^{54}Mn -Linie zwischen 13 und 21 %. Für die ^{137}Cs -Linie liegen die Werte systematisch 1 bis 2 Prozentpunkte höher. Vergleichswerte für die Auflösung finden sich bei Wisshak et al. [Wis89] und Pfeiffer [Pfe98]. Beide geben für ihre Detektoren für die Breite der ^{137}Cs -Linie 10 bis 13 % an. Was wiederum auf eine bessere Qualität ihrer Kristalle schließen lässt.

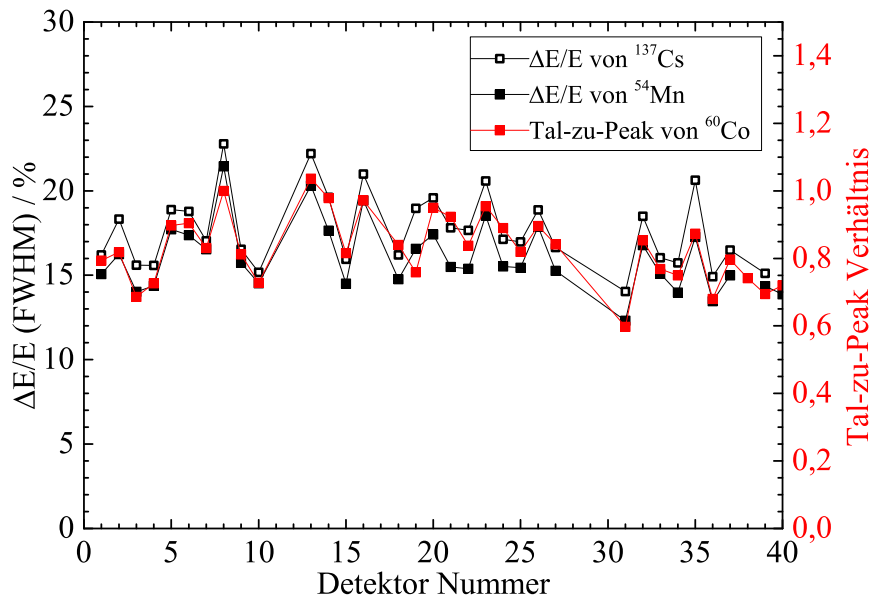


Abbildung 6.6: Energieauflösung der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren bestimmt aus den gemessenen Breiten der ^{137}Cs - und der ^{54}Mn -Linie und aus dem Tal-zu-Peak Verhältnis der beiden ^{60}Co -Linien.

6.1.4 Photonennachweiseffizienz

Die Photonennachweiseffizienz ε ergibt sich aus der Anzahl der detektierten Photonen N_{det} im Verhältnis zur Anzahl der von der Quelle emittierten N_γ :

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{det}}}{N_\gamma} \quad (6.1)$$

Um in einem späteren inelastischen Streuexperiment (siehe Kap. 8) eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Photonenenergie zu erreichen, werden nicht

nur die Ereignisse im Vollenergiepeak sondern auch der Inhalt des Compton-Kontinuums einbezogen. Dies macht es notwendig die Messungen zur Bestimmung von ε mit monoenergetischen Photonenquellen durchzuführen, um eine eindeutige Zuordnung des Compton-Kontinuums zur ursprünglichen Photonenenergie zu gewährleisten. Als Quellen bieten sich daher ^{54}Mn oder ^{137}Cs an.

Aus den gemessenen Signalintegralverteilungen mit und ohne Quelle (vgl. Abb. 6.2) wird die Anzahl der detektierten Ereignisse N_{source} bzw. N_{back} von Null bis zu einer definierten Obergrenze aufsummiert. Die Obergrenze liegt individuell für jeden Detektor etwas oberhalb des Vollenergiepeaks (z.B. für die Messungen in Abb. 6.2 etwa bei Kanal 400). Unter Verwendung der Messzeiten t_{live} der beiden Messungen ergibt sich N_{det} zu:

$$N_{\text{det}} = N_{\text{source}} - N_{\text{back}} \cdot \frac{t_{\text{live,source}}}{t_{\text{live,back}}} \quad (6.2)$$

Die Zahl der emittierten Photonen ergibt sich aus der Aktivität A_0 der Quelle zum Zeitpunkt der Kalibrierung, der Halbwertszeit $T_{1/2}$, der Emissionswahrscheinlichkeit p_γ pro Zerfall für die Emission eines Photons, den zeitlichen Abständen von Beginn t_{start} und Ende t_{stop} der Quellen-Messung relativ zum Zeitpunkt der Kalibrierung und der Live-Messzeit der Datenaufnahme-Elektronik während der Messung. Aus diesen Größen kann mit Hilfe des radioaktiven Zerfallsgesetzes für die Aktivität $A(t)$,

$$A(t) = A_0 \cdot \frac{1}{2}^{t/T_{1/2}} \quad , \quad (6.3)$$

zuerst die Anzahl N_{decay} der während der Quellenmessung stattgefundenen Zerfälle,

$$N_{\text{decay}} = \int_{t_{\text{start}}}^{t_{\text{stop}}} A(t) dt = \frac{A_0 \cdot T_{1/2}}{\ln 2} \cdot \left(\left(\frac{1}{2} \right)^{t_{\text{start}}/T_{1/2}} - \left(\frac{1}{2} \right)^{t_{\text{stop}}/T_{1/2}} \right) \quad , \quad (6.4)$$

und dann N_γ bestimmt werden:

$$N_\gamma = N_{\text{decay}} \cdot p_\gamma \cdot \frac{t_{\text{live}}}{t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}} \quad (6.5)$$

Die sich nach Gl. (6.1) ergebende Effizienz aller nELBE BaF_2 -Szintillationsdetektoren für 835 keV-Photonen aus der ^{54}Mn -Quelle ist in Abb. 6.7 dargestellt. Sie liegen im Bereich zwischen 1 und 2 % . Die großen Variationen zwischen den einzelnen Detektoren lassen sich durch die unterschiedliche Position im Detektor-Array und die unterschiedliche Energieauflösung erklären. Letztere bedingt eine Unschärfe in der Nähe der Schwelle, wodurch ein unterschiedlich großer Anteil des Compton-Kontinuums in die Berechnung der totalen Effizienz einfließt.

Die Bestimmung der Effizienzen für die ^{54}Mn -Linie ist ausreichend für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der inelastischen Streuung unter Anregung des ersten angeregten Zustands von ^{56}Fe , da sich dieser durch die Emission eines 847 keV-Photons abregt. Diese Energie ist nur geringfügig höher als die Energie der ^{54}Mn -Linie, wodurch man für beide Energien die gleiche Effizienz annehmen kann. Dadurch ist eine Messung mit verschiedenen Quellen bei anderen Energien und Interpolation zu der interessierenden Energie überflüssig.

6.1.5 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung der Detektoren wurde aus gemessenen Flugzeitspektren bestimmt. Diese wurden während eines inelastischen Streuexperimentes an einer Probe natürlichen Eisens aufgenommen und sind in Abb. 6.8 für vier repräsentative Detektoren dargestellt. Abb. 6.9 zeigt einen Ausschnitt dieser Spektren im Bereich des Photonenflashes. Aus dem Vergleich der Messungen mit Probe im Strahl („Target in“) und Probe außerhalb des Strahls („Target

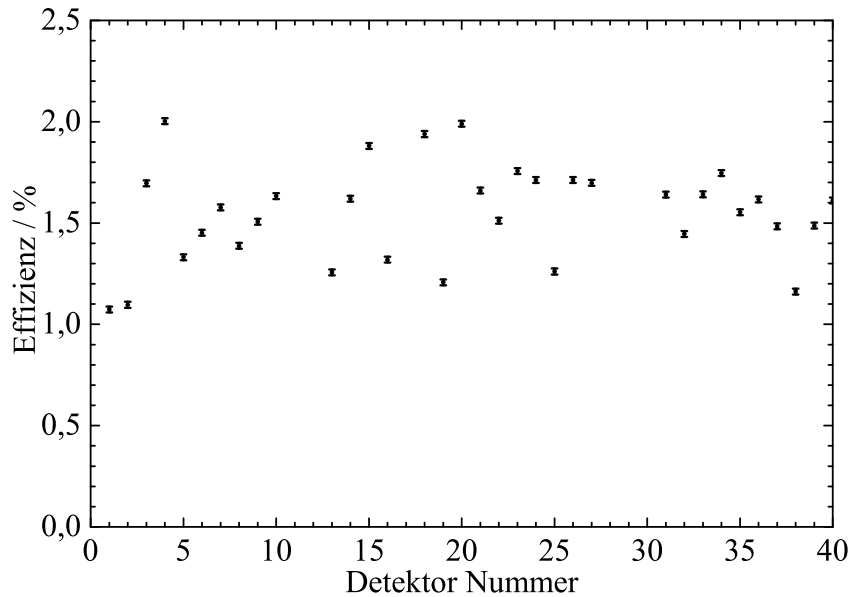


Abbildung 6.7: Photonennachweiseffizienz der einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren für die 835 keV-Linie von ⁵⁴Mn. Für die Bestimmung der Effizienz wurde der Prüfstrahler an der üblichen Probenposition in der Mitte des BaF₂-Arrays positioniert und sowohl Vollenergie-Peak als auch Compton-Verteilung in die Berechnung einbezogen.

out“) kann man den Anteil der Photonen bestimmen, der von der Probe verursacht wird, und Ereignisse von an der Luft gestreuten oder von natürlicher Radioaktivität stammenden Photonen herausfiltern. Man erkennt, dass nur der Hauptpeak zwischen Kanal 2100 und 2160 durch die Probe beeinflusst wird. Der zweite kleinere Peak zwischen Kanal 2190 und 2290 stammt von der Rückstreuung am Neutronen-Strahlfänger und wird durch die Subtraktion des Target-out-Spektrums fast vollständig unterdrückt. Man erkennt auch Unterschiede zwischen den von der Probe aus etwas strahlabwärts aufgestellten Detektoren 5 und 8 und den unter 90° oder Rückwärtswinkeln zum einfallenden Strahl befindlichen Detektoren 19 bzw. 31. Bei Detektor 31 kommen die an der Probe gestreuten Photonen um ca. 1 ns verzögert nach den an Luft gestreuten an. Bei den weiter strahlabwärts positionierten Detektoren ist diese Verzögerung wesentlich kleiner.

Eine weitere Auffälligkeit ist der ca. 6 ns lange Abfall des Peaks, der wahrscheinlich von annihilierenden Positronen verursacht wird. Um die Zeitauflösung der Detektoren aus der Breite des Photonenflashes bestimmen zu können, muss man die künstliche Verbreiterung des Peaks durch diesen lange Abfall unterdrücken. Dies lässt sich durch einen Filter auf das Signalintegral, d.h. das QDC-Spektrum, realisieren. In Abb. 6.10 sind die QDC-Spektren der vier Detektoren, die schon für die Abbn. 6.8 und 6.9 verwendet wurden, dargestellt. Dort erkennt man in den ungefilterten Target-in- und Target-out-Spektren bei Kanal 200 einen Peak. Dieser Peak entspricht der Photonenenergie der Positron-Elektron-Annihilation von 511 keV. Setzt man einen Filter, der nur Ereignisse zulässt, die einen QDC-Wert aufweisen, die etwas oberhalb dieser Energie liegen (vgl. gestrichelte Linien in Abb. 6.10 links oben), dann erhält man die in den Abbn. 6.8 und 6.9 blau und magenta dargestellten Flugzeit-Histogramme. In diesen Spektren ist der lange Abfall des Photonen-Peaks vollständig unterdrückt und man kann davon ausgehen, dass die Breite des Peaks nur noch von der Zeitauflösung des Detektors bestimmt wird. Die zeitliche Breite des Elektronen-Strahls und die räumlichen Ausdehnungen des Neutronenproduktionstargets, der Probe und des Detektors sind dabei, wie schon bei den Neutronendetektoren (siehe Kap. 5.2.1), vernachlässigbar klein.

Passt man an das Differenzspektrum aus der gefilterten Target-in- und der Target-out-

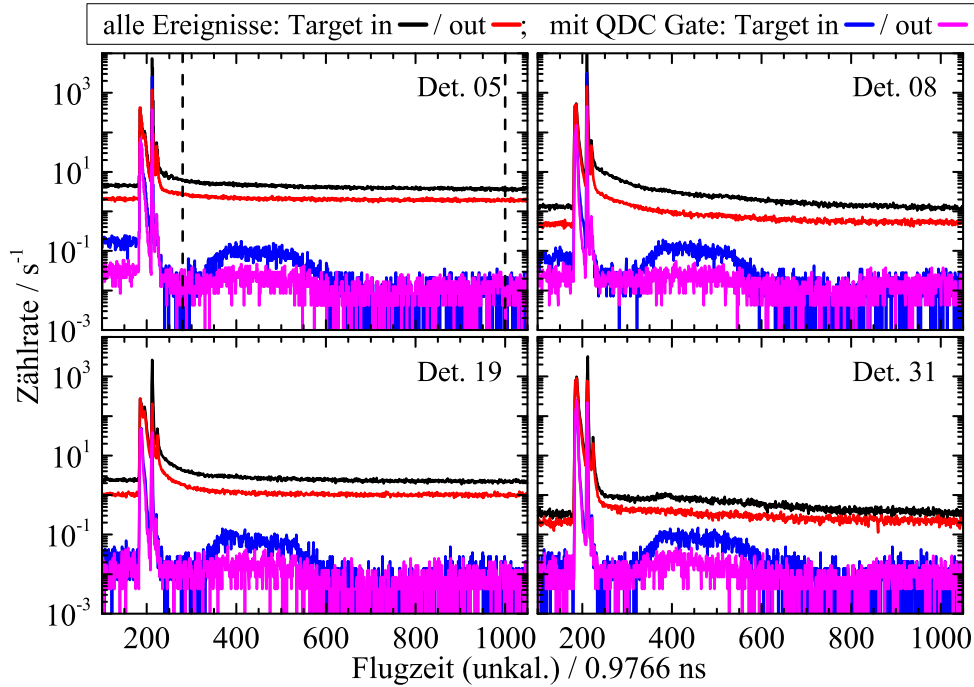


Abbildung 6.8: Flugzeitspektren der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren gemessen während eines inelastischen Streuexperiments an einer natürlichen Eisen-Probe. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren. Die schwarzen und roten Histogramme sind die Spektren, die mit Probe im („Target in“) bzw. außerhalb („Target out“) des Neutronenstrahls gemessen wurden. Die blauen und magentafarbenen Histogramme wurden durch Anwendung eines Filters auf den QDC-Wert erzeugt (vgl. Abb. 6.10). Im Graph von Detektor 5 (links oben) sind die Grenzen des Zeitfensters, das für die Filterung der QDC Spektren in Abb. 6.10 verwendet wurde, durch gestrichelte Linien markiert.

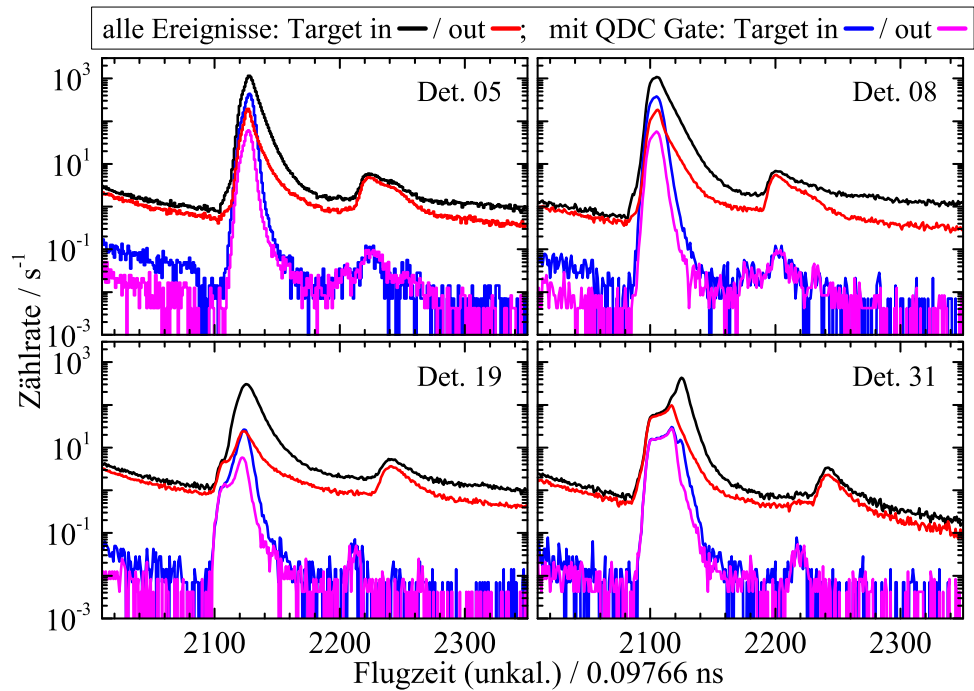


Abbildung 6.9: Ausschnitte aus den Flugzeitspektren der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren gemessen während eines inelastischen Streuexperiments an einer natürlichen Eisen-Probe. Dargestellt sind Ausschnitte aus den Histogrammen in Abb. 6.8.

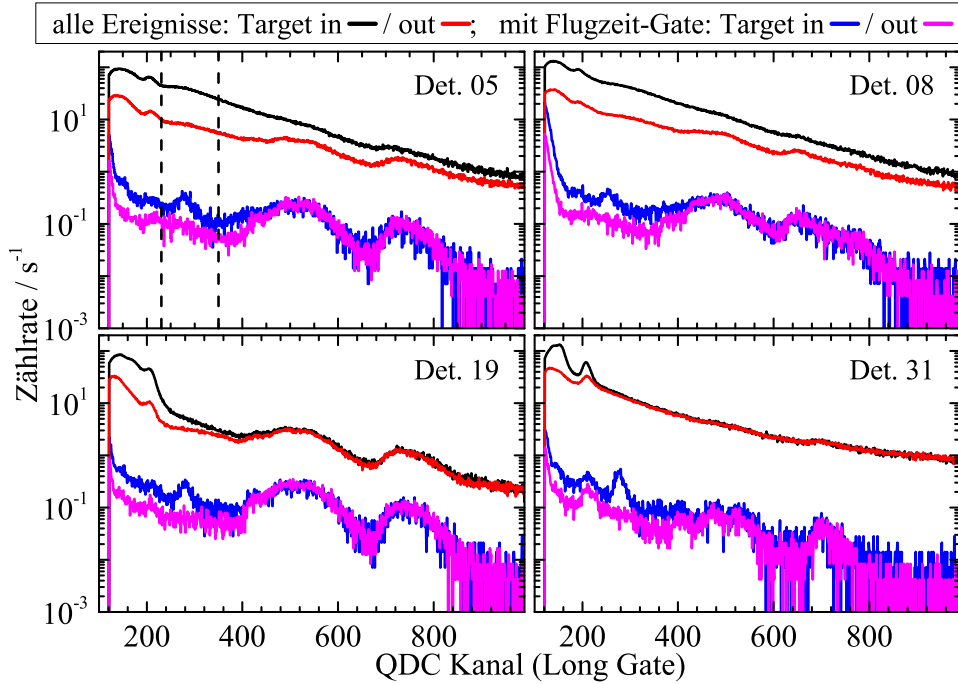


Abbildung 6.10: Signalintegralverteilungen der einseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren gemessen während eines inelastischen Streuexperiments an einer natürlichen Eisen-Probe. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren. Die schwarzen und roten Histogramme sind die Spektren, die mit Probe im („Target in“) bzw. außerhalb („Target out“) des Neutronenstrahls gemessen wurden. Die blauen und magentafarbenen Histogramme wurden durch Anwendung eines Filters auf den Flugzeit-Wert erzeugt (vgl. Abb. 6.8). Im Graph von Detektor 5 (links oben) sind die Grenzen des Fensters, das für die Filterung der Flugzeit-Spektren in den Abbn. 6.8 und 6.9 verwendet wurde, durch gestrichelte Linien markiert.

Messungen eine Gauß-Funktion an, so erhält man die in Abb. 6.11 aufgetragenen Werte der Breiten der Photonen-Peaks für die verschiedenen Detektoren. Diese Werte geben, wie eben diskutiert, gleichzeitig den Wert der Zeitauflösung an. Sie liegen im Mittel bei etwa 920 ps (FWHM).

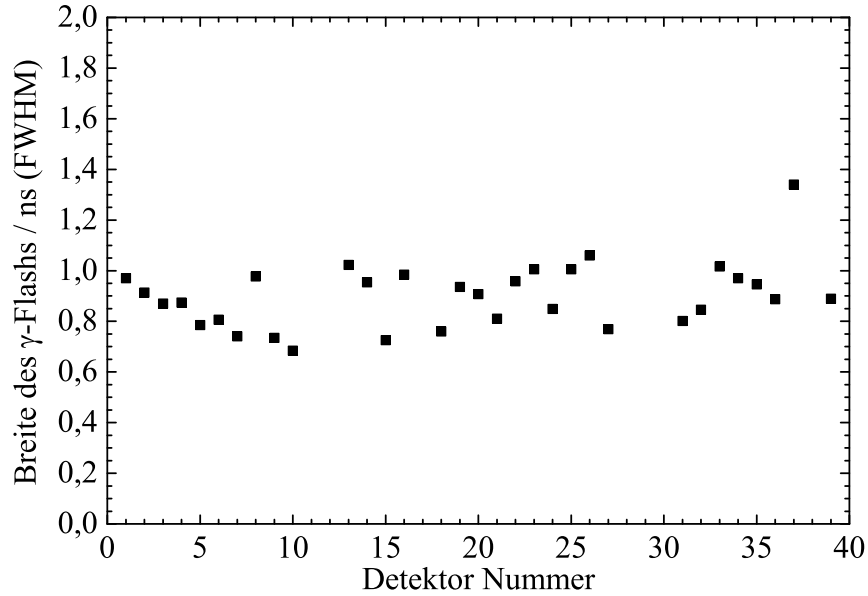


Abbildung 6.11: Flugzeitauflösung der einseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren bestimmt aus der Breite des Photonenflashes der in Abb. 6.9 dargestellten Flugzeitverteilungen. Die Unsicherheiten sind kleiner als die Symbolgröße.

6.2 Die beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren

6.2.1 Energieauflösung

In Abb. 6.12 sind die von den beiden PMTs eines beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektors während einer Messung mit einer ^{54}Mn -Quelle aufgenommenen Ladungsverteilungen dargestellt (schwarzes und rotes Histogramm). Die Quelle befand sich dabei an der Standard-Probenposition innerhalb des Detektor-Arrays (vgl. Abb. 2.11), also in einem Abstand von ca. 30 cm vom Detektor. Diese gemessenen Verteilungen sind aufgrund der Abschwächung des Szintillationslichts auf dem Weg vom Entstehungsort zu dem jeweiligen PMT stark verschmiert. Dies wird deutlich, wenn man sich die Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen den Signalen der beiden PMT und der Signalladung in Abb. 6.13 betrachtet. Die Zeitdifferenz ist über die Beziehung Gl. (4.9) mit dem Nachweisort verknüpft, was im folgenden Abschnitt 6.2.2 genauer untersucht werden wird. Eine positive Zeitdifferenz bedeutet, dass das Photon in der Nähe des ersten PMTs nachgewiesen wurde, eine negative entsprechend in der Nähe des zweiten PMTs. Man sieht deutlich wie das Signalintegral mit der Entfernung zum PMT abnimmt und man erkennt auch einen Sprung in der Mitte des Detektor, wo die beiden BaF_2 -Kristalle optisch aneinander gekoppelt sind. Dieser Übergang zwischen den Kristallen beeinflusst das Lichtausbreitungsverhalten stark. Offensichtlich kann nur ein reduzierter Anteil des Lichtes diese Stelle passieren. Der Grund dafür ist wahrscheinlich ein hoher Reflexionsgrad aufgrund der ungleichen Brechungsindizes von BaF_2 und dem Silikonfett, das zur optischen Kopplung verwendet wurde. Es ändert sich scheinbar auch die effektive Abschwächung des Lichtes. Während es auf der PMT-nahen Seite eher exponentiell abgeschwächt wird, so geschieht dies im PMT-fernen Kristall eher linear.

Um den Effekt der Lichtabschwächung auf die Ladungsverteilung auszugleichen, wurden verschiedene Methoden zur Kombination der Ladungssignale beider PMTs getestet. Es wurden das arithmetische, das geometrische und das harmonische Mittel Q_{mean} aus dem La-

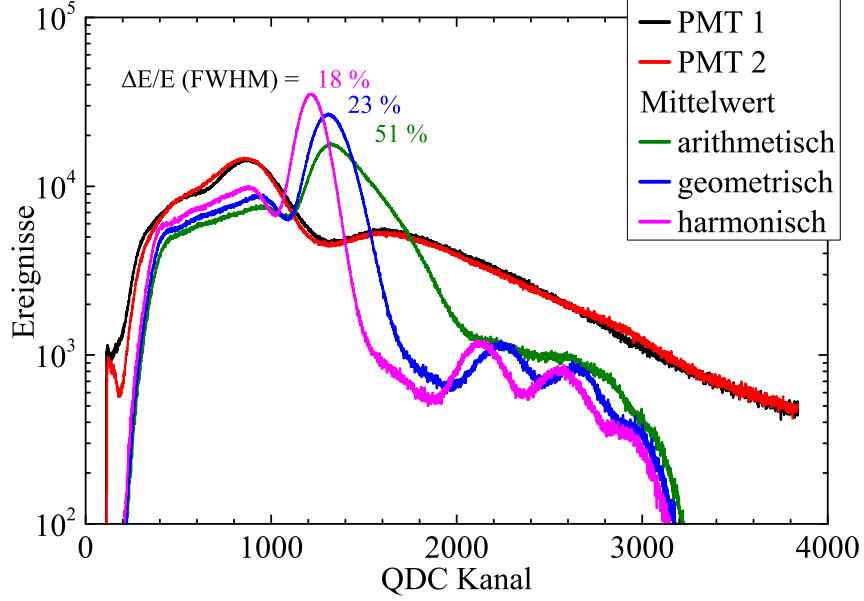


Abbildung 6.12: Einfluss der Mittelungsmethode auf die Energieauflösung. Dargestellt sind die Ladungsverteilungen der Signale der beiden PMTs eines beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektors und die sich daraus ergebende Verteilungen unter Verwendung verschiedener Mittelungsmethoden.

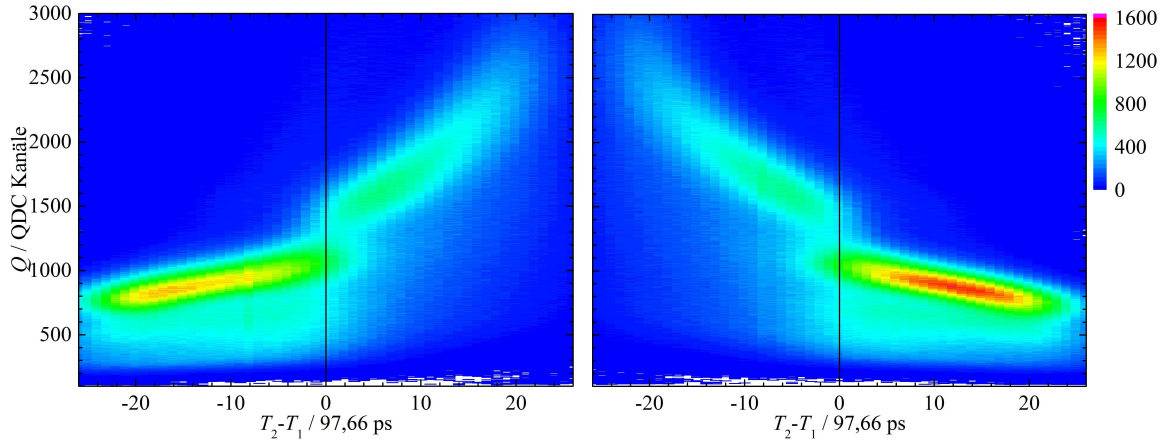


Abbildung 6.13: Korrelation zwischen Ladungsintegral und Nachweisposition im Szintillator. Dargestellt ist die Verteilung der registrierten Ereignisse bei einer Messung mit einer ⁵⁴Mn, die an der Probenposition innerhalb des Detektor-Arrays positioniert war, in Abhängigkeit des Ladungsintegrals (Ordinate) der Signale des ersten (links) bzw. zweiten PMTs (rechts) eines beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektors und der Zeitdifferenz (Abszisse) zwischen den Signalen beider PMTs.

dungsintegral Q_1 der Signale des ersten PMTs und Q_2 des zweiten PMTs wie folgt berechnet:

$$\text{arithmetisch : } Q_{\text{mean,arith}} = \frac{Q_1 + Q_2}{2} \quad (6.6)$$

$$\text{geometrisch : } Q_{\text{mean,geom}} = \sqrt{Q_1 \cdot Q_2} \quad (6.7)$$

$$\text{harmonisch : } Q_{\text{mean,harm}} = \frac{2}{\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2}} = \frac{2 \cdot Q_1 \cdot Q_2}{Q_1 + Q_2} \quad (6.8)$$

In Abb. 6.12 sind die Ergebnisse der verschiedenen Mittelungsmethoden mit eingetragen. Man sieht, dass man die beste Auflösung bei Verwendung des harmonischen Mittels erhält.

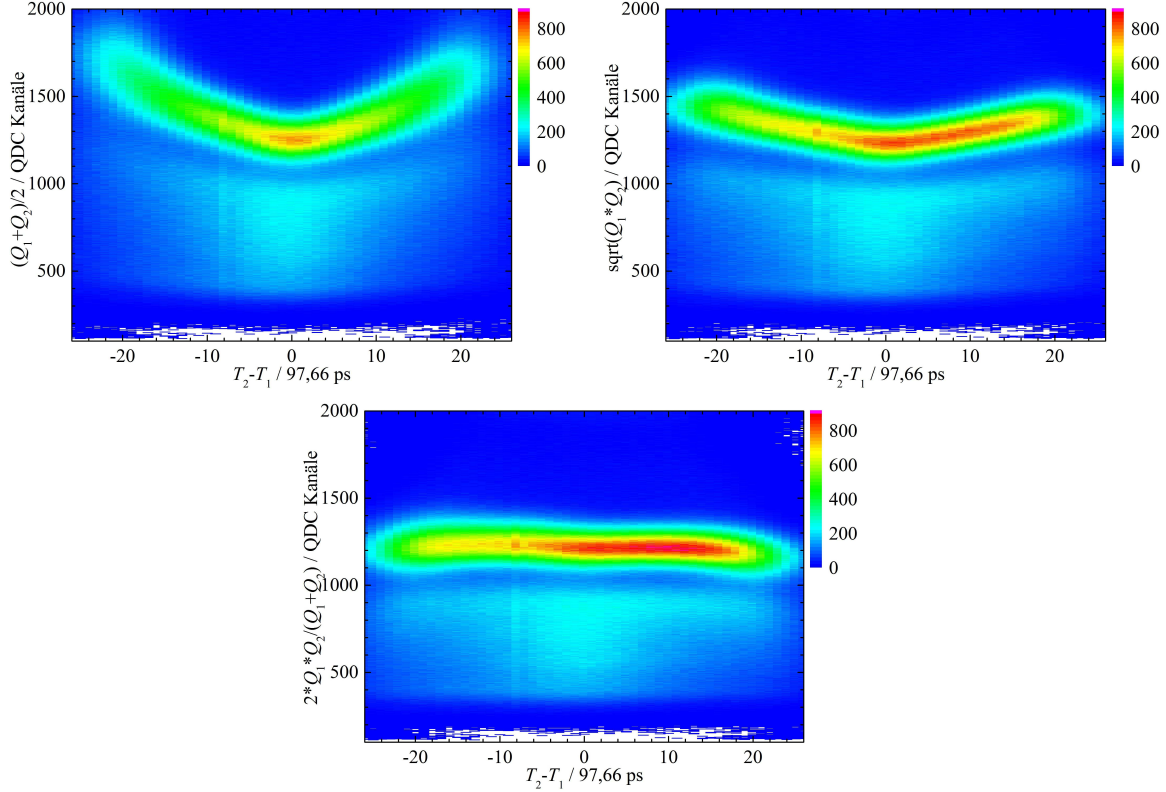


Abbildung 6.14: Korrelation zwischen gemitteltem Ladungsintegral und Nachweisposition im Szintillator bei Verwendung des arithmetischen (oben links), geometrischen (oben rechts) bzw. harmonischen Mittels (unten).

Dies war so nicht zu erwarten. Unter Annahme einer exponentiellen Lichtabschwächung,

$$Q_{1,2} = Q_0 \cdot \exp\{-\alpha \cdot (L/2 \pm x)\} \quad , \quad (6.9)$$

mit einem über die Gesamtlänge L des Szintillators konstanten Abschwächungskoeffizienten α hätte man erwartet, mit dem geometrischen Mittel das unabgeschwächte Signalintegral Q_0 reproduzieren zu können:

$$Q_0 = \sqrt{Q_1 \cdot Q_2 \cdot \exp\{\alpha L\}} \quad (6.10)$$

Aber offensichtlich ist aufgrund der Störung durch den Übergang zwischen den Kristallen diese Annahme nicht mehr zutreffend. Dies wird auch durch die in Abb. 6.14 dargestellten zweidimensionalen Verteilungen von Ladungsmittelwert und Zeitdifferenz verdeutlicht. Erst bei Verwendung des harmonischen Mittels wird die Verteilung annähernd unabhängig vom Nachweisort im Szintillator und liefert somit die beste Energieauflösung. Die Krümmung der Verteilung am linken und rechten Ende lässt aber vermuten, dass diese Methode bei noch größeren Kristallen wieder schlechtere Ergebnisse verursachen würde.

In Abb. 6.15 ist die Energieauflösung aller beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren aufgetragen. Diese wurde aus den Spektren der harmonisch gemittelten Ladungsverteilungen bestimmt, die bei einer Messung mit der ⁵⁴Mn-Quelle gemessen wurden. Dazu wurde an den Vollenergiepeak eine Gauß-Funktion angepasst, deren Verhältnis von voller Breite bei halber Höhe (FWHM) zur Zentralposition die Energieauflösung liefert. Die erhaltenen Werte liegen zwischen 14 und 25 % und damit in einer vergleichbaren Größenordnung wie bei den einseitig ausgelesenen Detektoren.

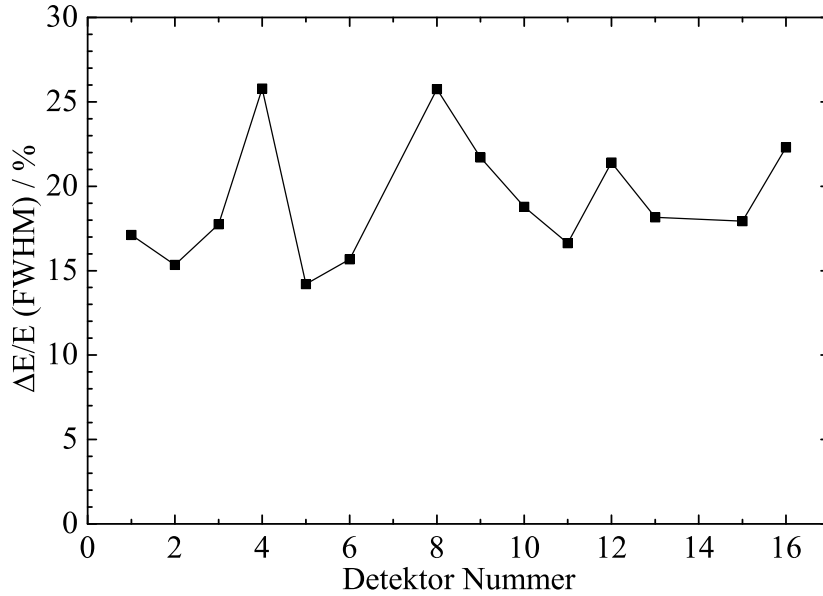


Abbildung 6.15: Energieauflösung der beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren.

6.2.2 Positionskalibrierung

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, sollte die Zeitdifferenz der Signale beider PMTs eines Detektormoduls nach Gl. (4.9) linear mit dem Nachweisort im Szintillator zusammenhängen. Um dies zu überprüfen, wurden Messungen mit einer kollimierten ⁹⁰Sr-Elektronen-Quelle durchgeführt. Die von der Quelle ausgesandten Elektronen werden innerhalb weniger Millimeter im Szintillator gestoppt und bieten somit eine gut lokalisierte quasi punktförmige Quelle von Szintillationslicht. In Abb. 6.16 sind die Zeitdifferenz-Spektren einiger repräsentativer Detektoren dargestellt, die mit der Quelle in verschiedenen Abständen vom ersten PMT bestrahlt wurden. Man erkennt, wie sich die Verteilung mit größer werdendem Abstand zu kleineren Zeitdifferenzen verschiebt.

Aus der Lage des Schwerpunkts und der Breite der Verteilung können die effektive Lichtgeschwindigkeit innerhalb des Szintillators und die Ortsauflösung des Detektors bestimmt werden. Dazu wurden an die an den verschiedenen Positionen gemessenen Verteilungen Gauß-Kurven angepasst, d.h. gefittet. In Abb. 6.17 links ist die sich daraus ergebende Positionskalibrierung dargestellt. Man erkennt für alle Detektoren einen linearen Zusammenhang zwischen Nachweisort und Zeitdifferenz. Aus der Steigung der Kurve kann entsprechend Gl. (4.9) die effektive Lichtgeschwindigkeit c_{eff} bestimmt werden. Diese ist in Abb. 6.17 rechts für alle Detektoren aufgetragen und beträgt im Mittel 16,0(3) cm/ns.

Die Breiten $\Delta(\Delta t)$ der Verteilungen in Abb. 6.16 lassen sich mit Hilfe von c_{eff} und der TDC Auflösung f_{TDCres} in eine Ortsauflösung Δx umrechnen:

$$\Delta x = \frac{c_{\text{eff}}}{2} \cdot f_{\text{TDCres}} \cdot \Delta(\Delta t) \quad (6.11)$$

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind ebenfalls in Abb. 6.17 rechts dargestellt. Pro Detektor wurden dabei die sich bei den verschiedenen Positionen ergebenden Werte von $\Delta(\Delta t)$ gemittelt. Die durchschnittliche Ortsauflösung aller Detektoren liegt bei ca. 11 cm.

6.2.3 Photonennachweiseffizienz

Um die Photonennachweiseffizienz der beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren zu bestimmen, wurden Messungen mit verschiedenen monoenergetischen Quellen durchgeführt. Dies waren eine ⁸⁵Sr-, eine ¹³⁷Cs- und eine ⁵⁴Mn-Quelle, die Photonen von 514,

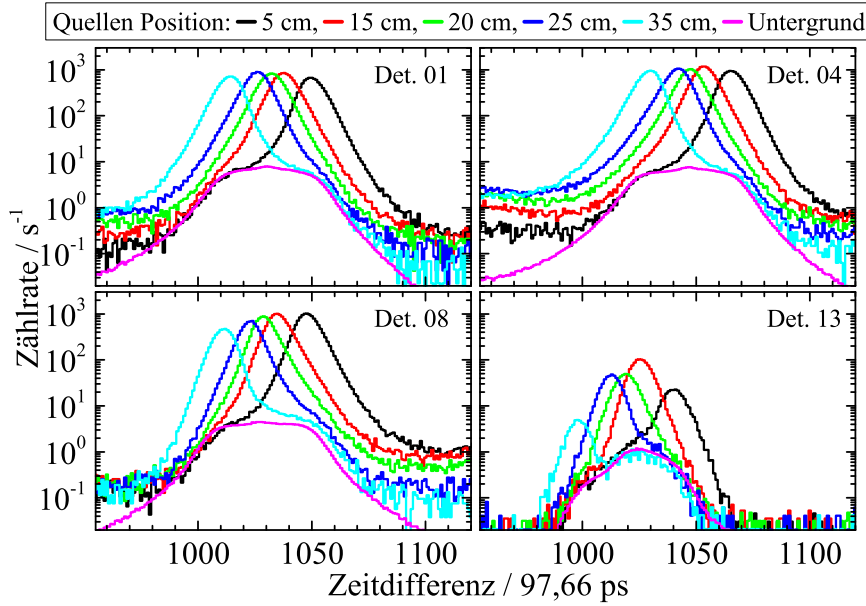


Abbildung 6.16: Verhalten der Zeitdifferenz-Verteilung bei der Platzierung einer ^{90}Sr Elektronenquelle auf dem BaF_2 -Kristall in verschiedenen Abständen zum ersten PMT des jeweiligen Detektors. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren.

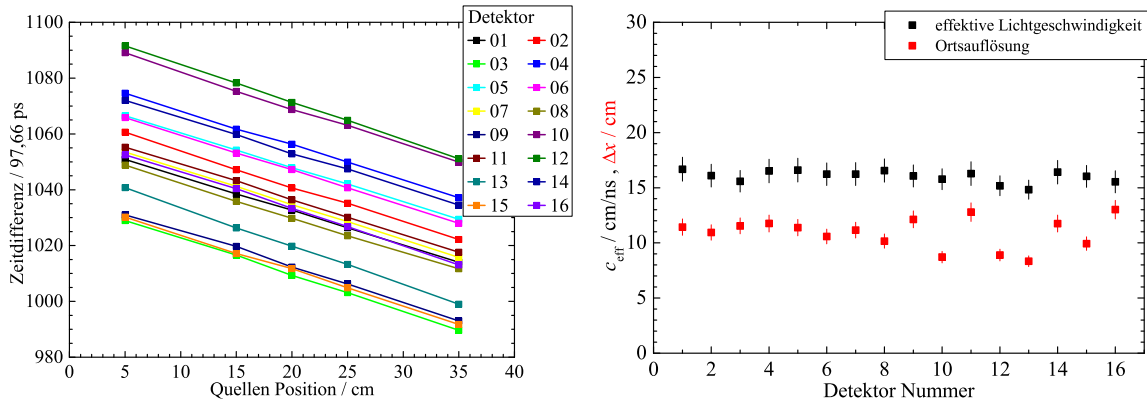


Abbildung 6.17: Links: Positionskalibrierung der beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren. Rechts: Aus der Messung zur Positionskalibrierung bestimmte effektive Lichtgeschwindigkeit c_{eff} und Ortsauflösung Δx (FWHM).

662 bzw. 835 keV Energie emittieren. Alle Quellen wurden nacheinander an der üblichen Probenposition innerhalb des Detektor-Arrays positioniert. Die aufgenommenen Ladungsspektren sind in Abb. 6.18 beispielhaft für die ^{54}Mn -Quelle dargestellt. Man erkennt deutlich den Vollenergie-Peak und das Compton-Kontinuum der Quelle sowie die Strukturen der intrinsischen α -Aktivität. Letztere wurden bereits bei den einseitig ausgelesenen Detektoren ausführlich diskutiert (vgl. Kap. 6.1.2).

Da bei späteren Flugzeit-Experimenten lediglich die Zeitinformationen der Detektoren benutzt werden, wird die Nachweiseffizienz nicht aus den Ladungs- sondern aus den Zeitdifferenzverteilungen bestimmt. Diese sind in Abb. 6.19 für die Messung mit der ^{54}Mn -Quelle dargestellt. Für die Berechnung der Effizienz wird die Zahl derjenigen Ereignisse in diesen Histogrammen aufsummiert, die in die Zeitdifferenz-Fenster fallen, die später auch für die Auswertung der Flugzeit-Experimente verwendet werden. Die sich dabei ergebenden Werte für die Messung mit und ohne Quelle werden für die Berechnung der Photonennachweiseffizienz nach den Gln. (6.1) bis (6.5) benutzt. Die sich daraus ergebenden Effizienzen sind in

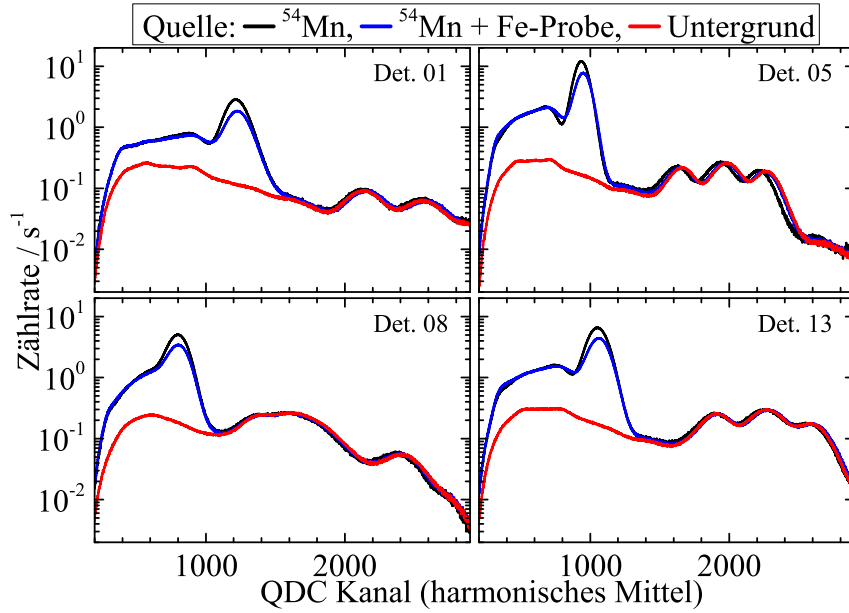


Abbildung 6.18: Ladungsspektren aufgenommen während der Messung mit einer ^{54}Mn -Quelle zur Bestimmung der Photonennachweiseffizienz und der Photonentransmission der Fe-Probe. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren.

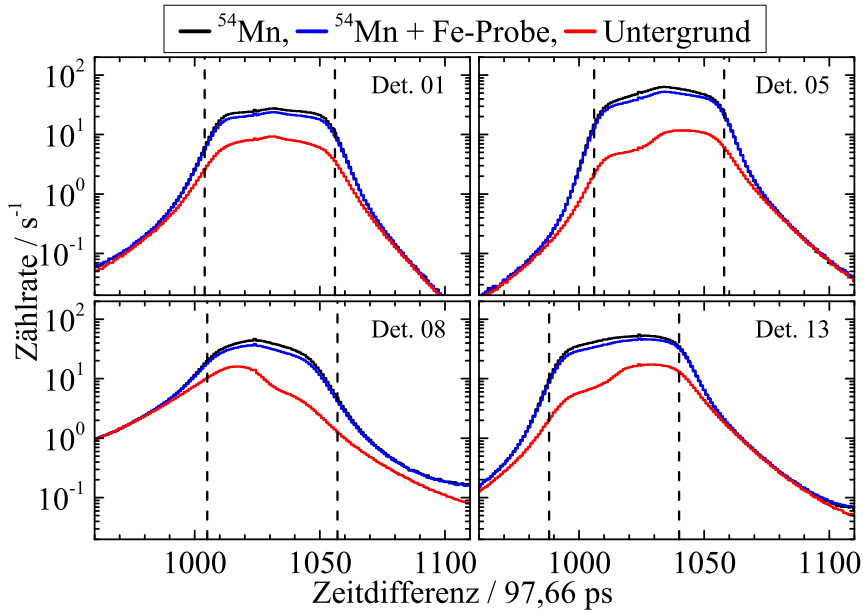


Abbildung 6.19: Zeitdifferenz-Spektren aufgenommen während der Messungen zur Bestimmung der Photonennachweiseffizienz und der Photonentransmission der Fe-Probe. Die gestrichelten Linien geben die Intervalle an, die als Filter für die Auswertung von inelastischen Streuexperimenten verwendet wurden.

den Abb. 6.20 einmal in Abhängigkeit von der Photonenenergie und einmal separat für die einzelnen Detektoren dargestellt. Beim Vergleich der verschiedenen Photonenenergien liegt der Wert bei 514 keV systematisch um 0,2 bis 0,7 Prozentpunkte tiefer als bei 835 keV.

Vergleicht man die einzelnen Detektoren untereinander, so sieht man, dass sich die Effizienzwerte in einem weiten Bereich zwischen 0,1 und 1,9 % verteilen. Dies lässt sich zum Teil mit dem durch die Kristalle abgedeckten Raumwinkel begründen, was durch die gestrichelte Kurve in Abb. 6.20 rechts illustriert werden soll. Diese entspricht den Werten des inversen

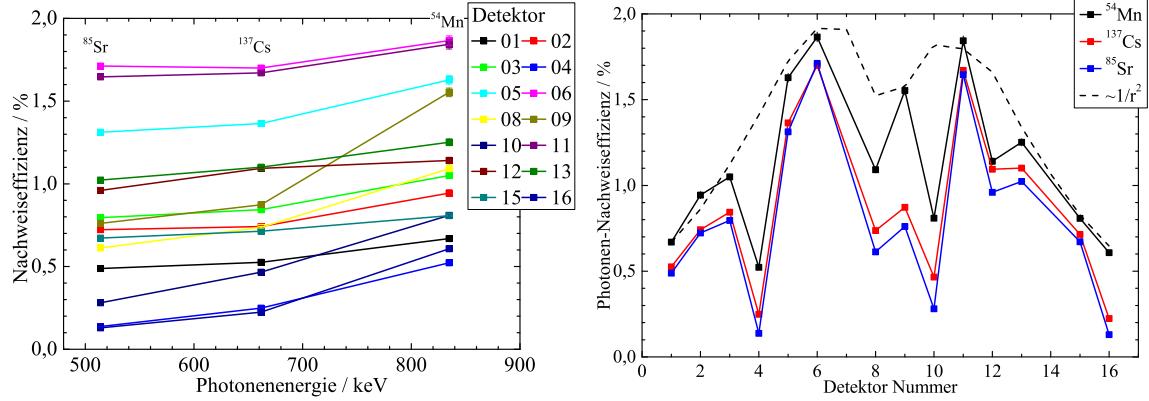


Abbildung 6.20: Gemessene Photonennachweiseffizienz aller beidseitig ausgelesenen BaF₂-Szintillationsdetektoren in Abhängigkeit von der Photonenenergie (links) und in Abhängigkeit von der Detektornummer (rechts). Die gestrichelte Linie im rechten Graphen entspricht dem Inversen des Abstands-Quadrates der Detektormittelpunkte von der Probenposition.

Abstandsquadrates ($1/r^2$), das aus dem Abstand r des Kristallmittelpunktes von der Probenposition berechnet wurde, also angenähert proportional zum Raumwinkel der Detektoren ist. Die Kurve ist in der Höhe an den Effizienzwert von Detektor 1 bei $E_\gamma = 835$ keV skaliert. Wie man sieht, folgen die meisten Detektoren bei der gleich Energie diesem Verlauf. Nur wenige, nämlich die Detektoren 4, 8, 10 und 12, haben wesentlich niedrigere Effizienzen. Dies kann verschiedene Ursache haben, z.B. eine zu kleine Verstärkung der PMTs oder eine gestörte Lichtausbreitung durch schlechte optische Kopplung der PMTs an die Kristalle oder der Kristalle untereinander.

6.2.4 Photonenabsorption in der Probe

Aus den Messungen mit der ^{54}Mn -Quelle kann auch die für die Auswertung der später beschriebenen inelastischen Streuexperimente wichtige Photonenflussabschwächung einer Probe bestimmt werden. Nicht jedes Photon, das durch eine inelastische Neutronenstreuung freigesetzt wird, schafft es, die Probe zu verlassen. Ein Teil wird wieder absorbiert. Um diese Abschwächung des Photonenflusses in der Probe zu bestimmen, wurde eine Quellen-Messung durchgeführt, bei der sich die Quelle innerhalb der Probe befand. Dazu wurde aus dem selben Material, aus dem auch die Probe gefertigt wurde, eine Kopie hergestellt, die zusätzlich in zwei Hälften zerlegt wurde. Zwischen den beiden Hälften wurde die Quelle befestigt und alles an der üblichen Probenposition platziert. Der Spalt zwischen den beiden Hälften wurde dabei horizontal zum Boden ausgerichtet, sodass es keine freie direkte Flugstrecke von der Quelle zu den Detektoren gab.

Die mit dieser Proben-Quellen-Kombination aufgenommenen Ladungs- und Zeitdifferenzspektren sind bereits in den Abb. 6.18 und 6.19 dargestellt. Summiert man analog zur Bestimmung der Effizienz die Ereignisse in den entsprechenden Intervallen der Zeitdifferenzverteilungen mit Proben-Quellen-Kombination N_{with} und nur mit Quelle N_{without} , so kann man den Transmissionsfaktor $f_{\text{trans},\gamma}$ der Probe für 835 keV-Photonen bestimmen:

$$f_{\text{trans},\gamma} = \frac{N_{\text{with}}}{N_{\text{without}}} \cdot \frac{t_{\text{live,without}}}{t_{\text{live,with}}} \quad (6.12)$$

In Abb. 6.21 sind die Werte aufgetragen, die man durch diese Analyse für eine 2 cm durchmessenden und 8 mm dicken Probe aus natürlichem Eisen erhält. Sie liegen im Bereich von 0,7 bis 0,85.

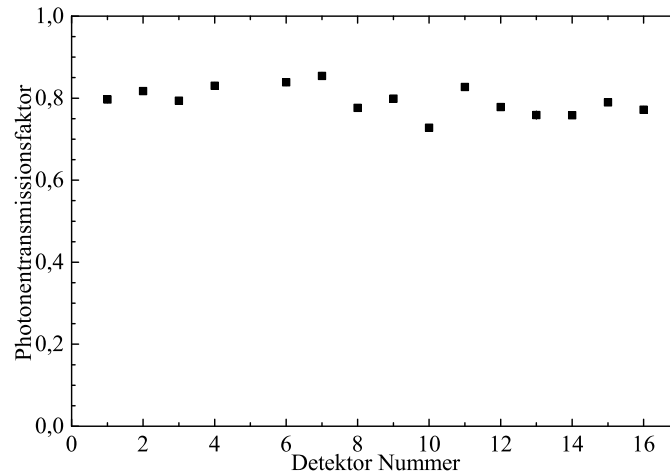


Abbildung 6.21: Transmissionsfaktor einer 2 cm durchmessenden und 8 mm dicken Probe aus natürlichem Eisen für 835 keV-Photonen aus einer ^{54}Mn Quelle. Die experimentellen Unsicherheiten sind kleiner als die Symbolgröße.

6.2.5 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung der beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren kann aus der im Kap. 6.2.2 beschriebenen Positionskalibrierung oder aus den bei Flugzeitexperimenten aufgenommenen Flugzeitspektren bestimmt werden.

Die in den Abbn. 6.22 und 6.23 dargestellten Flugzeitspektren wurden während eines inelastischen Streuexperiments an einer natürlichen Eisen-Probe aufgenommen. Die Zeitaufklärung ergibt sich aus der Breite des Photonenflashes. Diese kann durch eine Anpassung einer Gauß-Funktion bestimmt werden, nachdem von dem mit Probe gemessenen Flugzeitspektrum das auf gleiche Messzeit normierte, ohne Probe gemessene Spektrum abgezogen wurde. Die sich dabei ergebenden Werte der Breite der Peaks sind in Abb. 6.24 aufgetragen. Sie liegen im Bereich von 650 bis 950 ps.

Aus den in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Messungen der Positionsabhängigkeit der Zeitdifferenzverteilung kann die Zeitaufklärung ebenfalls bestimmt werden. Diese ist identisch mit der Ortsauflösung dividiert durch die effektiven Lichtgeschwindigkeit. Die sich aus diesen Werten ergebenden Punkte sind ebenfalls in Abb. 6.24 eingetragen. Man erkennt, dass die Werte der meisten Detektoren in beiden Methoden gut übereinstimmen. Lediglich die Detektoren, die eine sehr geringe Effizienz aufweisen, zeigen größere Abweichungen. Bei diesen ist die Anpassung an die Flugzeitspektren aufgrund der geringen Zählrate meist nicht zufriedenstellend durchführbar und daher die Bestimmung über die Ortsauflösung zuverlässiger.

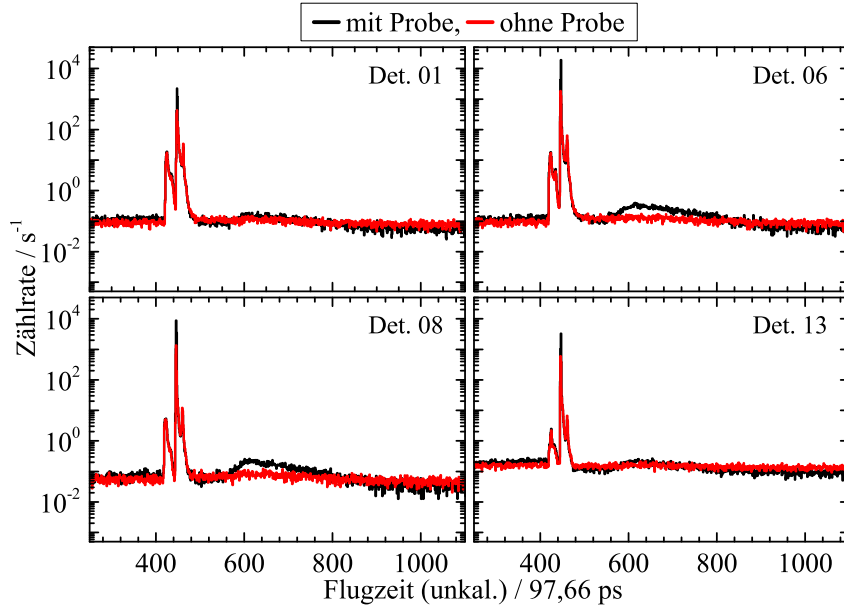


Abbildung 6.22: Flugzeitspektren der beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren gemessen während eines inelastischen Streuexperiments an einer natürlichen Eisen-Probe. Dargestellt sind die Ergebnisse von vier repräsentativen Detektoren.

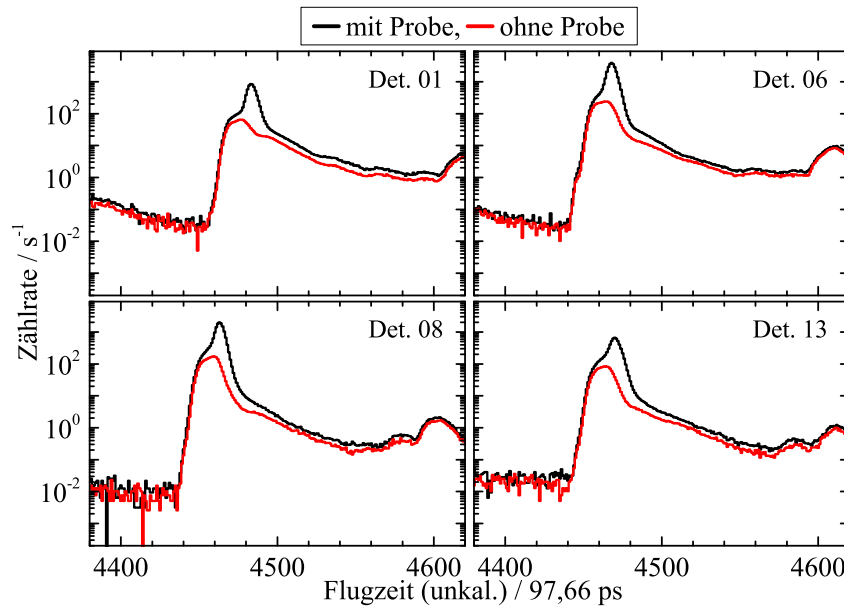


Abbildung 6.23: Flugzeitspektren der beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren gemessen während eines inelastischen Streuexperiments an einer natürlichen Eisen-Probe. Dargestellt sind Ausschnitte aus den Histogrammen in Abb. 6.22.

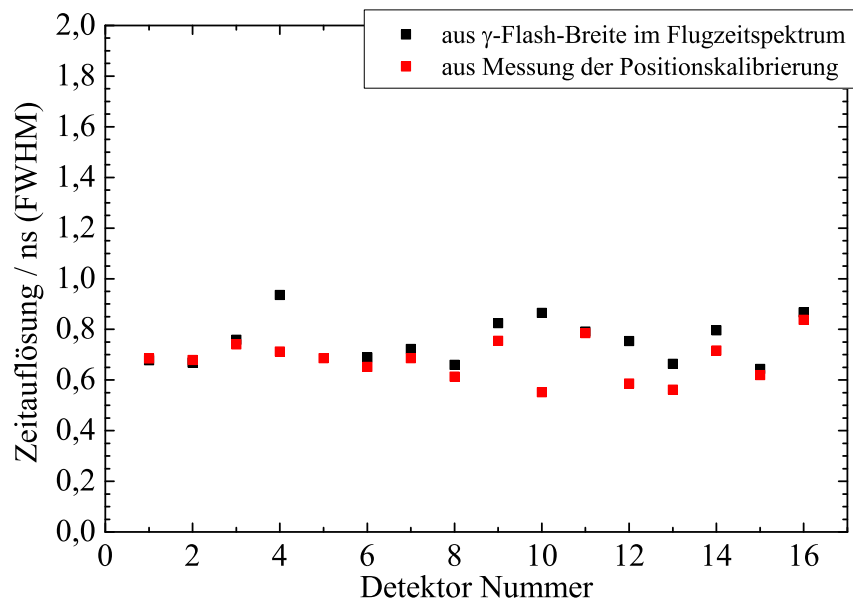


Abbildung 6.24: Zeitauflösung der beidseitig ausgelesenen BaF_2 -Szintillationsdetektoren bestimmt aus der Breite des Photonenflashes während eines inelastischen Streuexperiments und aus der Positionskalibrierung. Die experimentellen Unsicherheiten sind kleiner als die Symbolgrößen.

Kapitel 7

Charakterisierung des nELBE Neutronenstrahls

Die Bestimmung der Eigenschaften des nELBE Neutronenstrahls, insbesondere des räumlichen Strahlprofils, der Neutronenintensität und der Energie-Verteilung sind essentiell für die Planung und Auswertung von an nELBE durchgeführten Experimenten. Die Messungen und Ergebnisse der Strahlcharakterisierung sind in [Bey13] bereits veröffentlicht und sollen hier noch einmal im Detail erläutert werden.

7.1 Messung des Strahlprofils

Das räumliche Profil des nELBE Neutronenstrahls wurde mit Hilfe eines fahrbaren Plastik-Szintillationsdetektors gemessen. Der innere Aufbau des Detektors entspricht der Beschreibung in Kap. 2.3, lediglich die äußere Bleiabschirmung wurde entfernt. Mit Hilfe eines Tragrahmens und eines Schrittmotors, siehe Abb. 7.1, wurde der Detektor kontinuierlich vertikal oder horizontal durch den Strahl gefahren. Dabei zeigte die schmale $w = 11$ mm breite Seite in Richtung des Strahls. Die Fahrgeschwindigkeit beträgt $v = 12.5$ mm/min. Während einer Fahrt wurde typischerweise ein Bereich von ca. 10 cm unterhalb bis ca. 10 cm oberhalb des Strahls überstrichen.

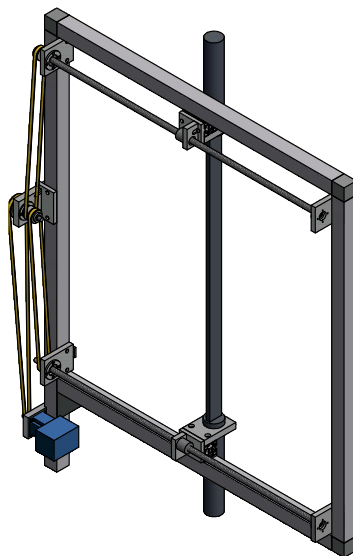


Abbildung 7.1: Fahrbarer Plastik-Szintillationsdetektor für die Messung des Neutronen-Strahlprofils.

Um mit der hohen Flussdichte im Strahl umgehen zu können, wurde ein 6 cm dicker Blei-Absorber vor den Kollimator gefahren und die Versorgungsspannung der PMTs so-

weit abgesenkt, dass die Zählrate in der Mitte des Strahls maximal 40 kHz betrug. Die Beschleuniger-Wiederholrate wurde auf 101 kHz eingestellt.

Zur Bestimmung des räumlichen Neutronen-Strahlprofils wurden die gesamte Messzeit einer Fahrt in 5-Sekunden-Intervalle unterteilt und das Flugzeithistogramm innerhalb dieser Intervalle ausgewertet. Jedes Histogramm wurde zuerst entsprechend Kap. 4.5 totzeitkorrigiert und anschließend in Flugzeit-Bereiche aufgeteilt, die die verschiedenen Anteile von Photonen, Neutronen bzw. zufälligem Untergrund enthalten. Die Anzahl an Einträgen in jedem Flugzeit-Bereich wurde aufsummiert. Die Summe innerhalb des Untergrund-Bereichs wurde benutzt, um ein Untergrundniveau pro Histogrammkanal zu bestimmen und dieses von den anderen Bereichen abzuziehen.

In Abb. 7.2 ist das räumliche Profil des Neutronenstrahls in vertikaler Richtung bei zwei verschiedenen Abständen von der Neutronenquelle dargestellt. Die erste Messung wurde kurz hinter der ^{235}U Spaltkammer bei einer Flugstrecke von 474 cm durchgeführt und die zweite bei 618 cm, was der Standard-Probenposition, z.B. bei Messung der inelastischen Neutronenstreuung, entspricht.

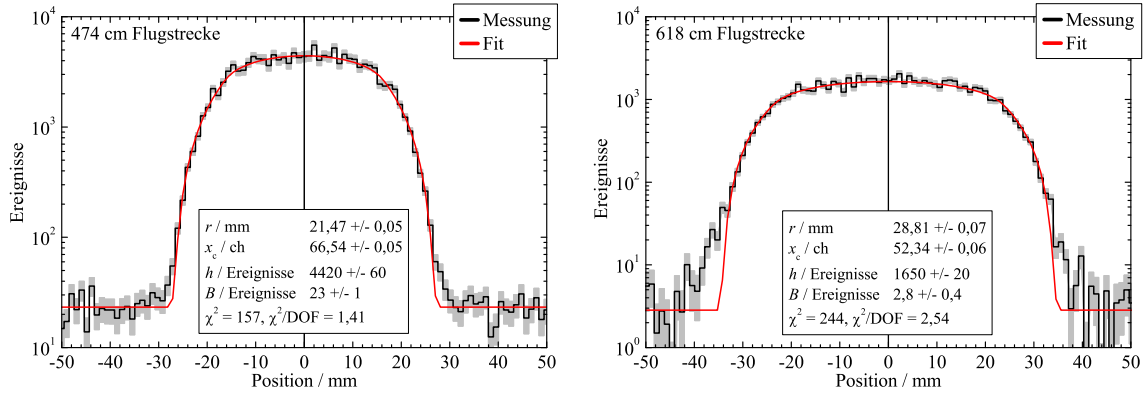


Abbildung 7.2: Messung des vertikalen Neutronen-Strahlprofils nach 474 cm (links) und 618 cm (rechts) Flugstrecke. Die Fitparameter sind in der jeweiligen Box gegeben. Die Zentralposition x_c wird in Einheiten der Kanalzahl angefitet und wurde verwendet, um das Histogramm auf eine cm-Skala zu konvertieren. Die Höhe h ist proportional zum Fitparameter H in Gl. (7.1), wurde aber normiert um den tatsächlichen Maximalwert wiederzugeben.

Eine Funktion, die der räumlichen Überlappung eines „idealen Strahls“ mit dem rechteckigen Detektor entspricht, wurde an den gemessenen Verlauf der Detektorereignisse N pro Histogrammkanal Ch , dN/dCh , angefitet, d.h. angepasst. Also das Integral:

$$\frac{dN}{dCh}(x_i) = H \cdot \int_{x_i}^{x_{i+1}} I(x) dx + B \quad (7.1)$$

„Idealer Strahl“ bezeichnet dabei einen Strahl mit einem scharfkantigen kreisförmigen Querschnitt mit einer Intensitätsverteilung die homogen innerhalb des Strahls ist und Null außerhalb. Daher ist der Integrand $I(x)$ wie folgt definiert:

$$I(x) = \begin{cases} 0, & (s_{\max}(x) \leq -r) \vee (r \leq s_{\min}(x)) \\ \int_{s_{\min}(x)}^{s_{\max}(x)} 2 \cdot \sqrt{r^2 - s^2} ds, & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.2)$$

mit

$$\begin{aligned} s_{\min}(x) &= \max\{-r, (x - x_c) \cdot f_{\text{res}} \cdot v - w/2\} \\ s_{\max}(x) &= \min\{r, (x - x_c) \cdot f_{\text{res}} \cdot v + w/2\} \end{aligned} \quad (7.3)$$

x_c ist der Zentralwert (in Histogrammkanälen ch) der Verteilung und H ihre Höhe (in Ereignisse/ ch^2/mm^2). B ist ein konstantes Untergrundniveau (in Ereignisse/ ch) und r ist der

Strahlradius (in mm). f_{res} ist die Histogramm-Auflösung (in s/ch), v die Fahrgeschwindigkeit (in mm/s) und w die Breite des Detektors (in mm). Die letzten drei Parameter sind durch die Experimentbedingungen fest vorgegeben, während H , x_c , B und r an das gemessene Histogramm angepasst werden. Gl. (7.1) repräsentiert die Bewegung des Detektors während eines 5-Sekunden-Intervalls. Die Gln. (7.2) und (7.3) ergeben die räumlichen Überlappung von Detektor und Strahl zu einem definierten Zeitpunkt. Zum besseren Verständnis verdeutlicht Abb. 7.3 die oben beschriebene Berechnung.

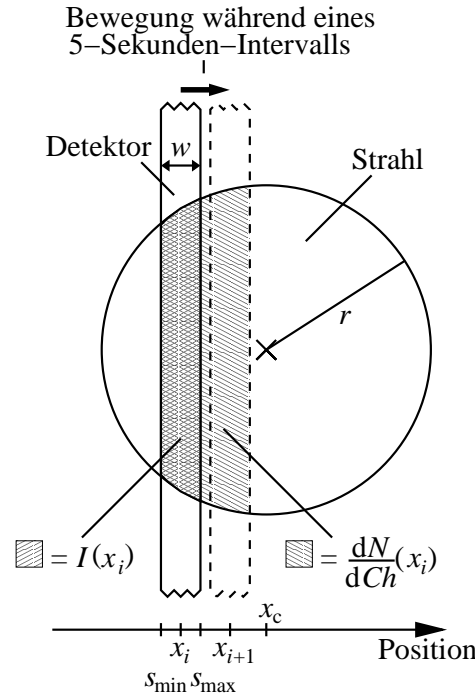


Abbildung 7.3: Messung des räumlichen Strahlprofils. Der Detektor der Breite w wird kontinuierlich von links nach rechts durch den Strahl, der aus der Zeichenebene heraus zeigt, gefahren. Während der Bewegung des Detektors wird die Zahl der im Flugzeithistogramm aufgenommenen Neutronen in 5-Sekunden-Intervallen gezählt. Die Entwicklung der Zählrate mit der Zeit der Bewegung, d.h. mit der räumlichen Position, wird durch die Gln. (7.1) bis (7.3) beschrieben. Die Zeichnung ist nicht maßstäblich. Während der tatsächlichen Messung fährt der Szintillator nur 1,04 mm in 5 s weit, also nur einen Bruchteil seiner Breite.

In Abb. 7.2 kann man sehen, dass die einfache Annahme eines idealen Strahls die gemessene Verteilung sehr gut wiedergibt, bis auf leichte Ausläufer an den Kanten, die wahrscheinlich durch einen Strahlhalo aufgrund von elastischer Streuung in der Luft und an den Kanten des Kollimators hervorgerufen werden und der etwa 3 % der Intensität ausmacht.

Die Veränderung des Strahldurchmessers d mit dem Abstand l von der Neutronenquelle ist in Abb. 7.4 dargestellt. Dort sind die Mittelwerte aus mehreren Scans bei den verschiedenen Positionen aufgetragen. Der Ausgang des Kollimators bei 345 cm Flugstrecke ist als zusätzlicher Punkt hinzugefügt. Man erkennt eine lineare Abhängigkeit, resultierend in folgender Relation:

$$\begin{aligned} d &= a + b \cdot l \\ a &= -5,5(4) \text{ mm} \\ b &= 0,103(1) \text{ mm/cm} \end{aligned} \quad (7.4)$$

Für die Berechnung des Neutronenflusses im nächsten Abschnitt wird die Strahlquerschnittsfläche $A = \pi/4 \cdot d^2$, die sich aus dem Durchmesser d an der Position der Probe ergibt, verwendet.

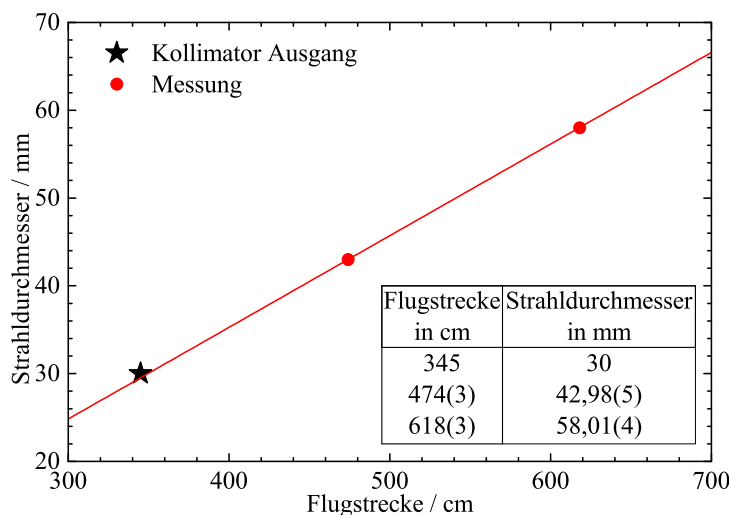


Abbildung 7.4: Abhängigkeit des Neutronenstrahldurchmessers von der Flugstrecke. Die gemessenen Punkte sind Mittelwerte aus mehreren Messungen an den beiden Positionen. Die rote Linie entspricht einer linearen Regression durch die gemessenen Punkte, die aber auch den Durchmesser des Kollimatorausgangs von 30 mm sehr gut wiedergibt.

7.2 Bestimmung des Neutronenflusses

Das an nELBE zur Verfügung stehende Neutronen-Spektrum wird aus der mit der Spaltkammer gemessenen Flugzeit-Verteilung berechnet. Um die an der Position der Spaltkammer gemessene Flugzeit-Verteilung in eine Neutronen-Quellstärke oder in den Neutronen-Fluss an der Probenposition zu konvertieren, müssen verschiedene Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Diese Korrekturfaktoren müssen der Neutronen-Transmission durch die Spaltkammer, die Luft und die Probe Rechnung tragen. Darüber hinaus geht die Neutronen-Nachweiseffizienz der Spaltkammer sowie die Konversionseffizienz des Datenaufnahmesystems in diese Berechnung ein. Letztere beinhaltet den Verlust von Ereignissen durch die Totzeit und durch die Anwendung von Auswahlkriterien.

Die Neutronen-Nachweiseffizienz wurde bereits in Kap. 5.1.2 berechnet und die Totzeitkorrektur wurde in den Kapn. 4.5 und 4.6 diskutiert. Die Korrektur-Faktoren für die Neutronen-Transmission und den Verlust von Ereignissen durch Auswahlkriterien werden in den folgende Abschnitten untersucht.

7.2.1 Neutronen-Transmissionsfaktoren

Auf dem Weg von der Quelle zur Probe werden einige Neutronen absorbiert oder aus der Flugbahn heraus gestreut. Dies bedeutet, dass der Fluss pro Raumwinkel-Element an der Position der Spaltkammer nicht der gleiche ist, wie er aus der Quelle heraus tritt oder auf die Probe einfällt. Im Folgenden wird die Transmission des Neutronen-Flusses durch die Spaltkammer, durch die Luft zwischen Spaltkammer und Probe, durch die Absorber vor dem Kollimator und durch die Probe selbst bestimmt.

7.2.1.1 Transmission durch die Spaltkammer

Um die Abschwächung des Neutronen-Flusses innerhalb der Spaltkammer zu bestimmen, wurden Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programm MCNP5 [Bri00] durchgeführt¹. Der komplette innere Aufbau der Spaltkammer nach Ref. [Gay90] wurde in das Programm ein-

¹Die MCNP-Simulation des Spaltkammer-Transmissionsfaktors wurde von Evert Birgersson durchgeführt.

gegeben. In den Simulationen wurden quasi mono-energetische, in der Energie normalverteilte Neutronenspektren gestartet. Die mittlere Energie dieser Spektren wurde schrittweise so verändert, dass die Schrittweite einer Nano-Sekunde Flugzeit bis zur Spaltkammer entsprach. Die Breite wurde aus der Zeitaufösung und Dimension des Detektors und der Größe des Neutronenradiator definiert. Auf diese Weise wurde der Effekt von starken Neutronenresonanzen gemildert und die experimentelle, energie-gemittelte Transmission berücksichtigt.

Für jedes Energiespektrum wurde der Transmissions-Faktor durch die Spaltkammer $f_{\text{trans,FC}}$ bestimmt, der wie folgt definiert ist:

$$f_{\text{trans,FC}}(E) := \frac{N_{\text{out}}(E)}{N_{\text{in}}(E)}, \quad (7.5)$$

wobei N_{in} und N_{out} die Zahl der in die Spaltkammer eintretenden bzw. in Richtung der Probe wieder heraustretenden Neutronen bezeichnen. Die simulierten Werte von $f_{\text{trans,FC}}$ liegen im Bereich von 0,92 bis 0,96 und sind in Abb. 7.5 aufgetragen.

Das simulierte Ergebnis stimmt auch sehr gut mit analytischen Berechnung überein, die lediglich eine exponentielle Abschwächung durch die Platin- und Tantal-Elektroden der Spaltkammer berücksichtigen.

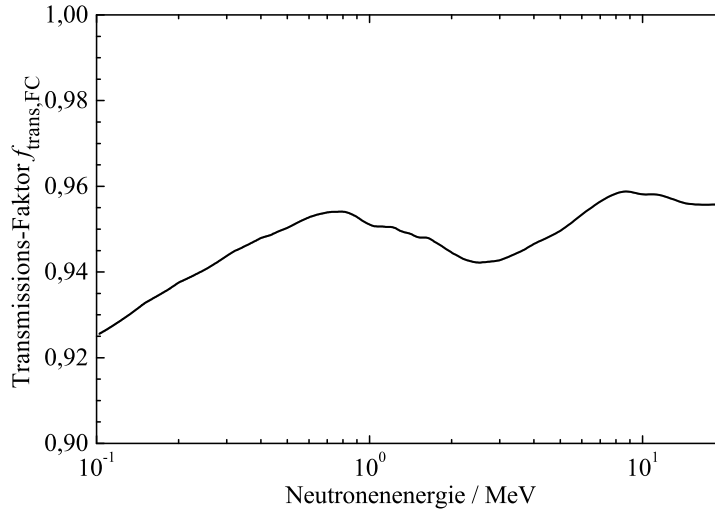


Abbildung 7.5: Neutronen-Transmissionsfaktor durch die Spaltkammer.

7.2.1.2 Transmission durch Luft

Durch die einfachere Geometrie im Vergleich mit der Spaltkammer, wurde der Transmissions-Faktor für Luft $f_{\text{trans,air}}$ analytisch aus den relevanten totalen Neutronen-Wirkungsquerschnitten berechnet. Für die Berechnung wurde die in Tab. 7.1 dargestellte chemische Zusammensetzung von trockener Luft und die natürlichen Isotopenhäufigkeiten benutzt. Zusätzlich wurde eine Anzahl von Wassermolekülen entsprechend der Luftfeuchtigkeit hinzugefügt.

Die entsprechenden Teilchenzahldichte n_m der verschiedenen Moleküle m wurde aus dem Luftdruck p , der Temperatur T und der Luftfeuchtigkeit φ unter Verwendung der Zustandsgleichung idealer Gase berechnet:

$$n_m = \frac{p_m}{k_B \cdot T}, \quad (7.6)$$

mit den Partialdrücken p_m jeder Molekülart,

$$p_m = \begin{cases} p_{\text{vapor}} \cdot \varphi & , \text{ für } \text{H}_2\text{O} \\ A_m \cdot p_{\text{air}} & , \text{ sonst} \end{cases} \quad (7.7)$$

Tabelle 7.1: Chemische Zusammensetzung [Lide] und Isotopenhäufigkeiten [Pfe98] trockener Luft.

Molekül	Volumenanteil / %	Isotopenhäufigkeiten / %	
N ₂	78,084	¹⁴ N:	99,634
		¹⁵ N:	0,366
O ₂	20,948	¹⁶ O:	99,762
		¹⁷ O:	0,038
		¹⁸ O:	0,200
Ar	0,934	³⁶ Ar:	0,337
		³⁸ Ar:	0,063
		⁴⁰ Ar:	99,600
CO ₂	0,032	¹² C:	98,90
		¹³ C:	1,10
		O:	siehe O ₂
H ₂ O		¹ H:	99,985
		² H:	0,015
		O:	siehe O ₂

Dabei ist k_B die Boltzmann-Konstante, A_m der Volumenanteil jedes Moleküls (siehe Tab. 7.1), $p_{\text{air}} = p - p_{\text{vapor}}$ der Partialdruck der trockenen Luft und p_{vapor} der Sättigungsdampfdruck von Wasser. p_{vapor} ergibt sich aus der Magnus-Formel:

$$p_{\text{vapor}} = 0,6112 \text{ kPa} \cdot \exp \left\{ \frac{17,62 \cdot \vartheta}{243,12 \text{ °C} + \vartheta} \right\} \quad (7.8)$$

mit $\vartheta = T - 273,15 \text{ °C}$. Für die Berechnung wurden die Bedingungen $p = 101,325 \text{ kPa}$, $\vartheta = 20 \text{ °C}$ und $\varphi = 40 \text{ %}$ gewählt. Damit ergibt sich ein effektiver Volumenanteil für Wasser,

$$A_{m,\text{H}_2\text{O}} := \frac{p_{m,\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{air}}} \quad , \quad (7.9)$$

von 0,92 %.

Unter Verwendung der totalen Neutronenquerschnitte σ_i der verschiedenen Isotope i , kann man den Neutronen-Abschwächungskoeffizienten λ bestimmen:

$$\lambda(E) = \sum_{m=1}^{m_{\text{max}}} \sum_{e=1}^{e_m} \sum_{i=1}^{i_e} n_m \cdot N_{m,e} \cdot A_{e,i} \cdot \sigma_i(E, E_{\text{bin}}) \quad (7.10)$$

Wobei die Summationen jeweils über alle Moleküle m , alle Elemente e mit den Elementhäufigkeiten $N_{m,e}$ in diesem Molekül bzw. jedes stabile Isotop i jedes einzelnen Elements mit den Isotopenhäufigkeiten $A_{e,i}$ läuft. $\sigma_i(E, E_{\text{bin}})$ bezeichnet den Mittelwert von σ_i innerhalb des Energieintervalls (Bin) $[E, E + E_{\text{bin}}]$. Die Mittelung wird durch die unterschiedlichen Energieschrittweiten der verschiedenen Querschnittstabellen nötig und wird durch die lineare Interpolation zwischen den entsprechenden Punkten (E, σ) und anschließende Integration zwischen den Bin Grenzen realisiert. Für die Berechnung wurden die σ_i Werte aus der ENDF/B-VII Datenbank [ENDF] entnommen und E_{bin} wurde auf 10 keV festgelegt.

Der Neutronenfluss-Transmissionsfaktor $f_{\text{trans,air}}$ ist folgendermaßen definiert:

$$f_{\text{trans,air}}(E) := \frac{N_{\text{out}}(E)}{N_{\text{in}}(E)} \quad (7.11)$$

Wobei N_{in} und N_{out} die Zahl der Neutronen ist, die in des Luftvolumen hinein bzw. aus ihm heraus tritt.

Entsprechend dieser Definition ergibt sich $f_{\text{trans,air}}$ nach einer Flugstrecke l aus dem exponentiellen Abschwächungsgesetz zu

$$f_{\text{trans,air}}(E) = \exp \{ -\lambda(E) \cdot l \} \quad (7.12)$$

Abb. 7.6 zeigt das Ergebnis der Berechnung für eine Flugstrecke von $l = 1,93$ m, was dem typischen Abstand der Probe von der Spaltkammer entspricht. Die Werte von $f_{\text{trans,air}}$ liegen in diesem Fall zwischen 0,92 und 0,99 und werden hauptsächlich von den Isotopen ^{14}N und ^{16}O bestimmt.

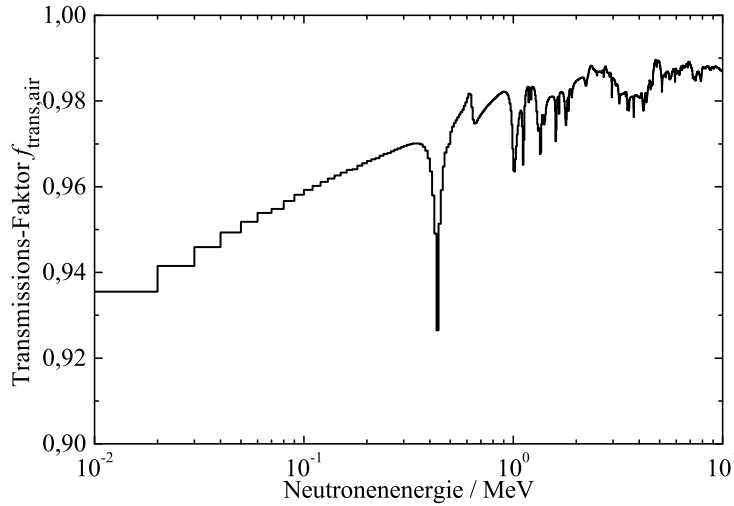


Abbildung 7.6: Korrekturfaktor für den Neutronenfluss nach dem Durchfliegen von 1,93 m Luft zwischen der Spaltkammer und der Probenposition.

Um das Ergebnis zu bestätigen, wurden auch Simulationen mit dem Programm MCNP durchgeführt² [Bri00]. Die Abweichung der Simulation von der analytischen Rechnung liegt im Sub-Prozentbereich.

7.2.1.3 Transmission durch den Absorber und die Probe

Der Neutronen-Transmissionsfaktor durch den Absorber vor dem Kollimator $f_{\text{trans,abs}}$ ist analog zu Gl. (7.5) definiert. Die Definition des Transmissions-Faktors für die Probe $f_{\text{trans,samp}}$ basiert dagegen auf dem mittleren Fluss innerhalb der Probe, weil bei einer Probe endlicher Dicke, aufgrund des mit zunehmender Eindringtiefe abnehmenden Neutronenflusses, zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts der mittlere Fluss in der Probe verwendet werden muss:

$$\begin{aligned} f_{\text{trans,abs}}(E) &:= \frac{N_{\text{out}}(E)}{N_{\text{in}}(E)}, \\ f_{\text{trans,samp}}(E) &:= \frac{N_{\text{mean}}(E)}{N_{\text{in}}(E)} \end{aligned} \quad (7.13)$$

Der Abschwächungskoeffizient λ ergibt sich analog zu Gl. (7.10) zu

$$\lambda(E) = \sum_{e=1}^{e_{\text{max}}} \sum_{i=1}^{i_e} n_e \cdot A_{e,i} \cdot \sigma_i(E, E_{\text{bin}}) \quad (7.14)$$

mit der Teilchenzahldichte n_e des jeweiligen Elements und der Isotopen-Anreicherung $A_{e,i}$. Die Transmission des Absorbers bestimmt sich analog zu Gl. (7.11),

$$f_{\text{trans,abs}}(E) = \exp \{ -\lambda(E) \cdot l \}, \quad (7.15)$$

²Die MCNP-Simulation des Transmissionsfaktors durch Luft wurde von Evert Birgersson durchgeführt.

wobei l die Länge des Absorbers in Strahlrichtung ist.

Nach der Definition Gl. (7.13) berechnet sich $f_{\text{trans,samp}}$ zu:

$$f_{\text{trans,samp}} = \frac{\int_0^l \exp\{-\lambda \cdot x\} dx}{l} = \frac{1 - \exp\{-\lambda \cdot l\}}{\lambda \cdot l} \quad (7.16)$$

Im Beispiel einer $l = 0,8$ cm dicken Probe aus natürlichem Eisen liegen die Werte von $f_{\text{trans,samp}}$ im Bereich von 0,6 bis 0,95, wie man in Abb. 7.7 sehen kann. Dagegen können aufgrund der größeren Dimensionen der verwendeten Absorber die Wert für $f_{\text{trans,abs}}$ noch wesentlich kleiner sein.

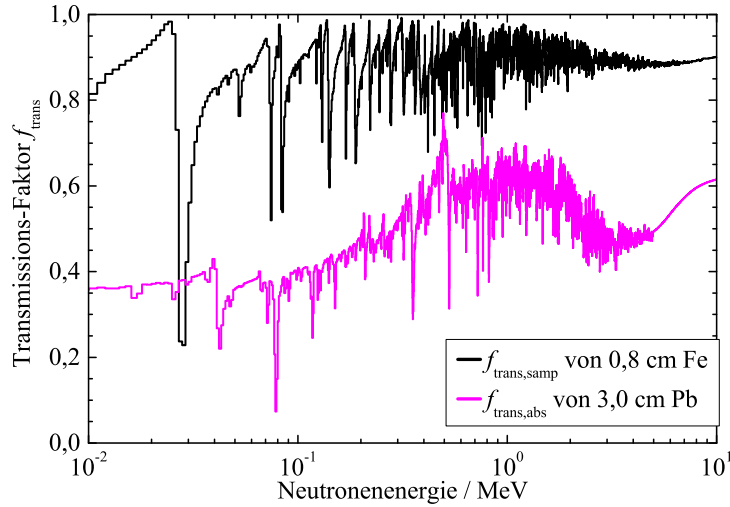


Abbildung 7.7: Neutronenfluss-Transmissionsfaktor für eine 0,8 cm dicke natürliche Eisen-Probe und einen 3,0 cm dicken Blei-Absorber.

7.2.2 Verlust neutroneninduzierter Signale der Spaltkammer

Die α -Aktivität von ^{235}U verursacht eine signifikante Zählrate in der Spaltkammer bei niedrigen Signalhöhen. Ungefähr 60 % der registrierten Ereignisse wurden von α -Teilchen ausgelöst. Dies wird in Abb. 7.8 deutlich, die das ADC-Spektrum der Spaltkammersignale zeigt. Fast alle α -Ereignisse können durch einen Impulshöhen-Schwellwert herausgefiltert werden. Dies ist zum einen in der Datenaufnahme-Hardware durch die Ansprechschwelle der CFDs realisiert – ohne diese Schwelle wäre der Anteil der α -induzierten Ereignisse nahezu 100 % – und zum anderen durch eine Software-Schwelle auf den ADC Wert. Leider werden durch diese Schwellen auch neutroneninduzierte Spalt-Ereignisse aussortiert, die nur eine sehr geringe Signalhöhe erzeugt haben.

Da die Signalverstärkung so optimiert war, dass der Großteil der neutroneninduzierten Signale durch den dynamischen Bereich des ADCs abgedeckt war und gleichzeitig noch genügend Auflösung in Schwellennähe erreicht wird, wurden zusätzlich noch wenige Ereignisse, deren Signalhöhe oberhalb des dynamischen Bereichs des ADCs lagen, von der Analyse ausgeschlossen. Beide Effekte müssen quantifiziert und korrigiert werden.

Der Wert H_{thr} der unteren Software-Schwelle auf die Signalhöhe war auf ADC Kanal 600 gesetzt. Die Zahl der neutroneninduzierten Ereignisse N_{low} unterhalb von H_{thr} kann durch die Anpassung einer Konstanten C an die Plateau-Region im Bereich des Minimums zwischen den von α -Teilchen hervorgerufenen Ereignissen und denen von Spalt-Fragmenten bestimmt

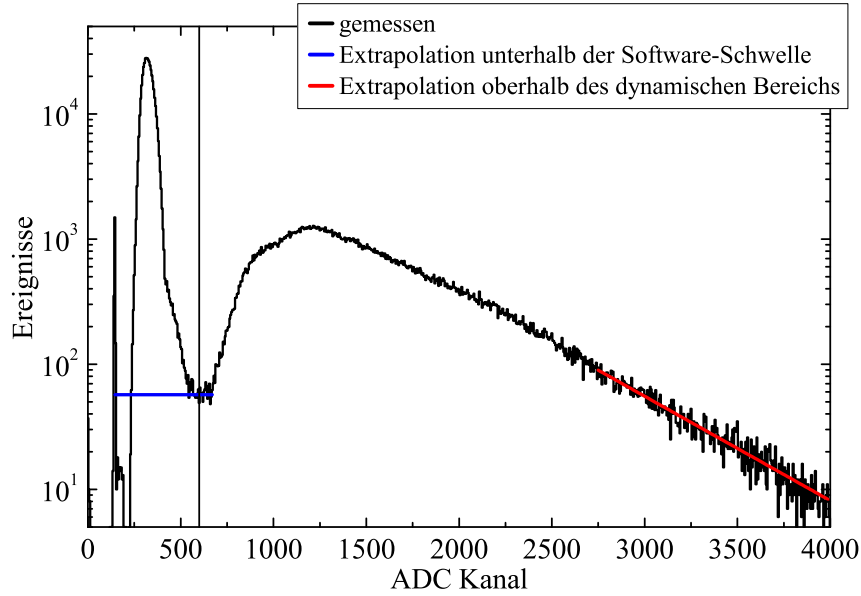


Abbildung 7.8: ADC Spektrum der ^{235}U Spaltkammer (schwarzes Histogramm). Durch α -Zerfall verursachte Ereignisse weisen Pulshöhen bis ungefähr Kanal 600 auf. Oberhalb von Kanal 600 erscheinen Signale von neutroneninduzierter Spaltung. Die Zahl der eigentlich brauchbaren aber durch die in der Datenanalyse gesetzten Pulshöhen-Schwelle ausgeschlossenen Ereignisse kann durch eine horizontale Extrapolation bestimmt werden (blaue Linie). Die Zahl der Ereignisse, die ausgeschlossen wurden, weil ihre Signalhöhen oberhalb des dynamischen Bereichs des ADCs lagen, lässt sich durch eine exponentielle Extrapolation des rechten Teils des Spektrums bestimmen (rote Linie).

werden [Gay90, Nol07, Nol11].

$$N_{\text{low}} = \int_{H_0}^{H_{\text{thr}}} C \, dH = C \cdot (H_{\text{thr}} - H_0) , \quad (7.17)$$

Hierbei ist H_0 die Position des sogenannten „Pedestal“-Peaks. Dieser Peak wird durch solche Ereignisse verursacht, die durch andere Detektoren als der Spaltkammer getriggert wurden, wodurch ein ADC-Gate geöffnet wird, ohne dass ein Spaltkammersignal registriert wurde. Die Position des Peak entspricht dem Rauschniveau des Eingangssignals und markiert den Achsen-Ursprung des ADC-Spektrums.

Die Zahl der neutroneninduzierten Ereignisse N_{high} , die durch den Überlauf des dynamischen Bereichs des ADC verloren gehen, können durch den Fit, d.h. die Anpassung, einer Exponential-Funktion an das obere Ende des ADC-Spektrums bestimmt werden:

$$N_{\text{high}} = \int_{H_{\text{max}}}^{\infty} a \cdot \exp\{-b \cdot H\} \, dH = \frac{a}{b} \cdot \exp\{-b \cdot H_{\text{max}}\} , \quad (7.18)$$

wobei a und b die Fit-Parameter und H_{max} der höchste Kanal des ADCs, in diesem Fall 3840, sind. Die Anwendbarkeit der exponentiellen Extrapolation wurde dadurch überprüft, dass ein ADC-Spektrum bei einer so kleinen Signalverstärkung aufgenommen wurde, so dass keine Ereignisse außerhalb des dynamischen Bereichs des ADC lagen. Auch in diesem Fall ließ sich der obere Teil des Spektrums durch eine Exponentialfunktion beschreiben.

Um den Korrektur-Faktor für Verluste aufgrund der Signalhöhe $f_{\text{loss,ADC}}$ zu bestimmen, müssen N_{low} und N_{high} ins Verhältnis zur Zahl der akzeptierten Ereignisse N_{ok} gesetzt wer-

den. Hierbei ist

$$N_{\text{ok}} = \int_{H_{\text{thr}}}^{H_{\text{max}}} \frac{dN}{dH} dH \quad (7.19)$$

Woraus folgt, dass

$$f_{\text{loss,ADC}} = \frac{N_{\text{ok}} + N_{\text{low}} + N_{\text{high}}}{N_{\text{ok}}} \quad (7.20)$$

Die Korrektur durch $f_{\text{loss,ADC}}$ ist typischerweise in der Größenordnung von 2 %. Wobei ca. 1,7 % der neutroneninduzierten Ereignisse unterhalb des Schwellwerts H_{thr} liegen und nur etwa 0,3 % oberhalb des dynamischen Bereichs des ADCs.

7.3 Das nELBE Neutronen-Energie-Spektrum

Das Neutronen-Energie-Spektrum wird mit allen in den vorangegangenen Abschnitten bestimmten Korrektur-Faktoren berechnet. Die Basis dafür ist die Zeitdifferenz-Verteilung der Spaltkammer-Signale relativ zum Beschleuniger-Referenzsignal, das in Abb. 7.9 aufgetragen ist. Dort kann man deutlich den Photonenflash (bei Kanal 450) und die Neutronen-Verteilung (zwischen Kanal 500 und 2500) identifizieren.

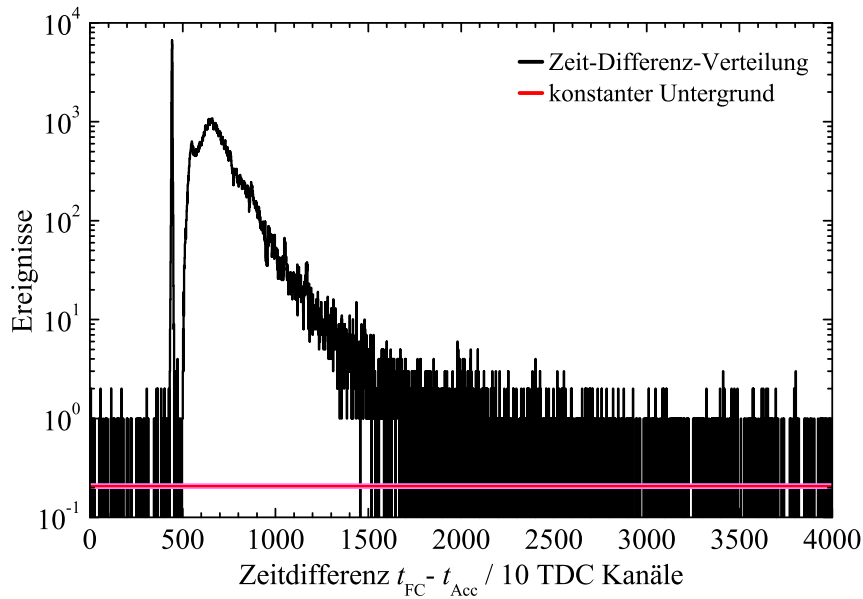


Abbildung 7.9: Zeitdifferenz-Verteilung der Spaltkammer Signale t_{FC} relativ zum Beschleuniger-Referenzsignal t_{Acc} . Um bessere Statistik zu erreichen, wurde jedes Bin dieses Histogramms durch Summation über 10 TDC Kanäle erzeugt. Ein Kanal dieses Histogramms entspricht daher 0,9766 ns.

Das Beschleuniger-Referenzsignal wird vom Hochfrequenz-Kontrollmodul des Beschleunigers erzeugt und nicht durch die auf die Neutronenquelle einfallenden Elektronen. Daher besteht eine unbekannte zeitlich konstante Verschiebung, die mit Hilfe von Gl. (4.4) korrigiert wird, wodurch man die Flugzeit T_{FC} erhält.

Mit Hilfe der Anpassung einer Gauß-Funktion wurde die Lage und Breite des Photonenflashes bestimmt. Es ergab sich eine Breite bei halber Höhe (full width at half maximum, FWHM) von 3,8 ns. Da die Länge der Elektronen-Pakete des Beschleunigers lediglich 5 ps beträgt, entspricht dieser Wert direkt der Zeitauflösung der Spaltkammer.

Unter Verwendung der Neutronenmasse m_n und der Flugstrecke l wird die Flugzeit T_{FC}

in die kinetische Neutronenenergie E_n umgerechnet:

$$E_n = m_n c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{l}{T_{FC} \cdot c} \right)^2}} - 1 \right) \quad (7.21)$$

Die gemessene Zahl der Ereignisse pro Zeit-Bin dN_0/dT in einem bestimmten Histogramm-Kanal Ch soll nun in den Neutronen-Fluss pro Energie-Bin umgerechnet werden. Dazu wird als erstes die Korrektur der kanalabhängigen Totzeit mit dem nach Kap. 4.5 bestimmten Korrekturfaktor α durchgeführt:

$$\frac{dN_{\text{real}}}{dT}(Ch) = \frac{\frac{dN_0}{dT}(Ch)}{\alpha(Ch)} \quad (7.22)$$

Danach wird der konstante Untergrund N_{back} abgezogen, der durch von den Wänden der Experimentierhalle zurückgestreute Neutronen und durch α -Zerfälle, die durch die Signal-Höhen-Schwelle nicht herausgefiltert wurden, verursacht wird:

$$\frac{dN}{dT}(Ch) = \frac{dN_{\text{real}}}{dT}(Ch) - \left\langle \frac{dN_{\text{back}}}{dT} \right\rangle \quad (7.23)$$

Der Wert von N_{back} wurde dadurch bestimmt, dass der mittlere Kanalinhalt in den Histogramm-Kanälen vor dem Photonenflash (Kanal 0 bis 400) und am oberen Ende des Histogramms (Kanal 3000 bis 4500) bestimmt wurde. N_{back} liegt in der Größenordnung von 0,015 Ereignissen pro TDC Kanal und Stunde Messzeit (live).

Nach der Untergrund-Subtraktion kann der Neutronenfluss, der auf die Probe trifft, in Einheiten von Neutronen pro Sekunde pro Quadrat-Zentimeter und pro Energie-Bin bestimmt werden:

$$\frac{dN}{dE}(E) = \frac{\frac{dN}{dT}(E, dE) \cdot f_{\text{loss,ADC}} \cdot f_{\text{trans,FC}}(E, dE) \cdot f_{\text{trans,air}}(E, dE)}{\varepsilon(E, dE) \cdot t_{\text{real}} \cdot A} \quad (7.24)$$

Dabei bedeutet der Ausdruck (E, dE) im Fall der Transmissions-Faktoren ($f_{\text{trans,FC}}$ und $f_{\text{trans,air}}$) und der Effizienz ε , dass diese in dem Energie-Intervall $[E, E+dE]$ gemittelt werden, während $dN/dT(E, dE)$ ein „Rebinning“, d.h. die Aufteilung bzw. Zusammenfassung von Bins, von dN/dT in neue Bins $[T(E), T(E+dE)]$ unter Konversion des Zeit-Intervalls in ein Energie-Intervall bezeichnet. Die Effizienz ε wurde in Kap. 5.1.2 bestimmt und t_{real} ist die Gesamtmesszeit des Experiments. Die Querschnitts-Fläche A des Neutronenstrahls an der Probenposition wurde unter Verwendung von Gl. (7.4) für den Strahldurchmesser bestimmt.

Der resultierende Neutronen-Fluss ist in Abb. 7.10 dargestellt. Das Spektrum wurde über 49,9 Stunden bei einem nominellen Elektronen-Strom von 15 μA und einer Elektronen-Energie von 30 MeV gemessen. Zum Vergleich ist die Spalt-Neutronen-Verteilung von ^{235}U [ENDF] mit dargestellt. Dies zeigt, dass das Neutronen-Spektrum an nELBE sehr genau den Energie-Bereich abdeckt, der für nukleare Anlagen, die auf schnellen Neutronen basieren, relevant ist. Der nutzbare Energie-Bereich reicht von ca. 10 keV bis etwa 10 MeV.

7.3.1 Unsicherheiten

Die Unsicherheiten der verschiedenen Beiträge zum Neutronen-Fluss sind in Tab. 7.2 aufgelistet. Die Gesamtunsicherheit summiert sich zu 3,3 %, wobei die größten Beiträge von der Zähl-Statistik, der Bestimmung des Strahldurchmessers und der Unsicherheit der Spaltkammereffizienz verursacht werden.

Wenn genug Proben-Material zur Verfügung steht, um einen Probendurchmesser herzustellen, der größer als der Strahldurchmesser ist, sodass alle Neutronen, die die Spaltkammer durchfliegen, auch auf die Probe treffen, wird die Messung des Strahldurchmessers überflüssig. In diesem Fall könnte die Gesamtunsicherheit auf etwa 2,2 % reduziert werden.

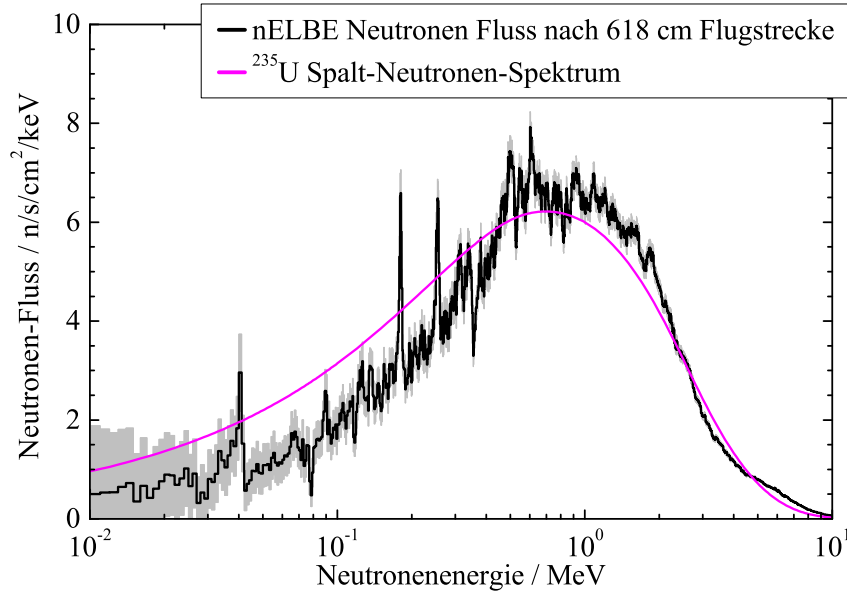


Abbildung 7.10: Neutronen-Fluss, der auf eine Probe nach einer Flugstrecke von 618 cm trifft. Zum Vergleich ist die Emissions-Verteilung der Spalt-Neutronen von ^{235}U ([ENDF], frei skaliert) dargestellt.

Tabelle 7.2: Unsicherheiten der verschiedenen Beiträge zum totalen Neutronen-Fluss bei einer Neutronenenergie E_n von 1 MeV bei einer Binbreite von 10 keV. Man beachte, dass nicht alle Beiträge mit dem gleichen Gewicht zur Gesamt-Unsicherheit des Neutronen-Flusses beitragen. Daher bezeichnet $\Delta x/x$ die relative Unsicherheit jeder Größe x und $\partial\Phi/\partial x \cdot \Delta x/\Phi$ den Beitrag der Unsicherheit Δx zur Unsicherheit des Neutronen-Flusses.

Größe	$\frac{\Delta x}{x}$ in %	$\frac{\partial\Phi}{\partial x} \Delta x/\Phi$ in %
^{235}U Spalt-Querschnitt [ENDF]	0,6	0,6
Zahl spaltbarer Kerne [Gay90]	0,2	0,2
Spaltungs-Nachweiseffizienz [Gay90]	0,5	0,5
Homogenität	0,6	0,6
⇒ Spalkammer Nachweiseffizienz	1,00	1,00
Strahldurchmesser	1,2	2,4
Spalkammer-Zähl-Statistik	2,0	2,0
Konstantes Untergrundniveau	3,1	0,003
ADC Verlust Korrektur	0,02	0,02
Neutronen-Transmission durch Spalkammer	0,01	0,01
⇒ Totaler Neutronen-Fluss		3,3

7.4 Das nELBE Neutronen-Spektrum

Das nELBE Neutronen-Spektrum wie es in Abb. 7.10 zu sehen ist wird dominiert von einem Verdampfungs-Kontinuum mit einer einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung ähnlichen Form und einem Maximum bei etwa 1 MeV. Auf diesem Kontinuum sind Emissions- und Absorptions-Strukturen sichtbar. Starke Absorptionsminima liegen etwa bei $E_n = 78, 117, 355, 528, 722$ und 820 keV. Alle entsprechen starken Resonanzen im elastischen Streu-Querschnitt von ^{208}Pb [ENDF]. Diese Minima werden nicht nur durch das flüssige Blei in der Neutronenquelle verursacht, sondern auch durch einen 3 cm dicken Blei-Absorber, der vor dem Kollimator eingebaut war, um den Anteil von Photonen in nELBE Strahl zu reduzieren.

Emissions-Maxima erscheinen etwa bei $E_n = 40, 89, 179, 254, 314$ und 605 keV. Die Maxima oberhalb von 179 keV wurden zum Beispiel schon in Ref. [Holt79] erwähnt. Der Grund für die erhöhte Intensität sind nukleare Resonanzen, hauptsächlich in ^{208}Pb , knapp oberhalb der Neutronen-Separations-Energie, die in (γ, n) oder $(e, e'n)$ Reaktionen bevölkert werden können. Die Energien dieser Niveaus korrelieren auch mit starken Resonanzen die durch Neutronen-Einfang an ^{207}Pb angeregt werden können [Mug06].

Der energie-integrale Neutronen-Fluss an der Probenposition beträgt $1,8 \cdot 10^4$ n/s/cm². Unter der Annahme von isotroper Emission und unter Verwendung des Transmissions-Faktors $f_{\text{trans,abs}}$ aus Kap. 7.2.1.3 zur Korrektur der Abschwächung durch den 3 cm-Blei-Absorber kann die Neutronen-Quellstärke berechnet werden. Es ergeben sich $1,6 \cdot 10^{11}$ n/s bei einem Strahlstrom von $15 \mu\text{A}$ was $7,8 \cdot 10^5$ Neutronen pro Elektronen-Paket à 74 pC entspricht.

7.4.1 Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen

In Abb. 7.11 ist der Vergleich des gemessenen Neutronen-Flusses mit Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Bei der gemessenen Verteilung wurde die Abschwächung durch den vor dem Kollimator installierten 3 cm dicken Blei-Absorber mit Hilfe des Transmissions-Faktors $f_{\text{trans,abs}}$ (vgl. Kap. 7.2.1.3) korrigiert. In den Simulationen wurde der Neutronen-Fluss an der Proben-Position bestimmt, der von einem 30 MeV Elektronen-Strahl verursacht wird, der auf die Neutronenquelle trifft. Dazu wurden drei verschiedene Computer-Programme verwendet: MCNP5 [Bri00], FLUKA [Fer05] und Geant4 [Ago03].

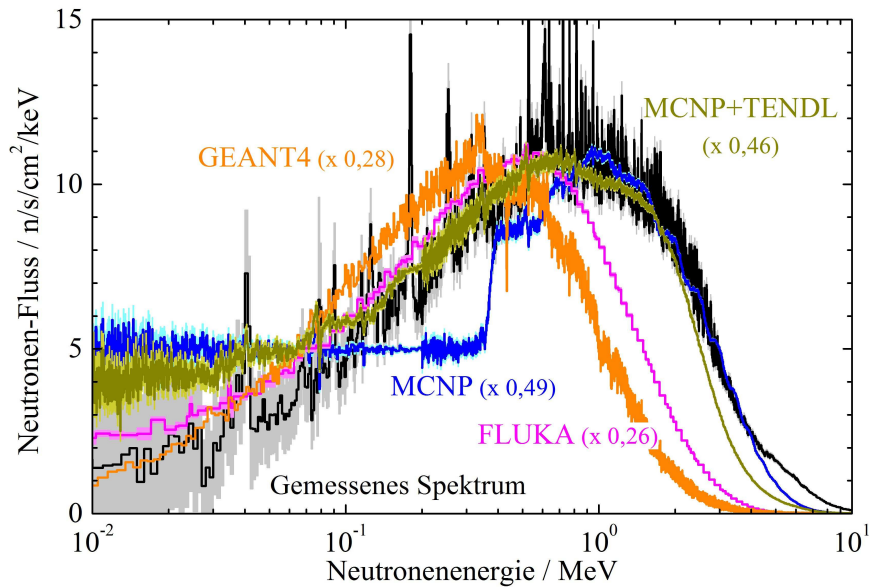


Abbildung 7.11: Vergleich des gemessenen Neutronen-Flusses mit Ergebnissen von Simulationen mit MCNP5, FLUKA und Geant4. Bei der gemessenen Verteilung wurde die Abschwächung durch den vor dem Kollimator installierten 3 cm dicken Blei-Absorber korrigiert. Die simulierten Verteilungen wurden auf die selbe Höhe im Maximum wie das gemessene Spektrum skaliert. Um die statistische Unsicherheit zu reduzieren wurde die Bin-Breite der MCNP5 Ergebnisse bei Energien unterhalb von $E_n = 200$ keV um einen Faktor 10 erhöht.

MCNP5 wurde in Version 1.4 benutzt. Die Nachverfolgung (Tracking) von Photonen, Elektronen und Neutronen war aktiviert und die Simulation von photo-nuklearen Kollisionen war angeschaltet³. MCNP5 wurde zuerst mit den im Programm-Paket enthaltenen Standard-Querschnitts-Tabellen [LANL] verwendet. Diese Standard-Tabellen haben aber im Bereich

³d.h. der ISPN Wert der PHYS:P card war auf 1 gesetzt

unterhalb von 1 MeV sehr grobe Bin-Größen, was einen unrealistischen, stufenförmigen Verlauf des simulierten Spektrums in diesem Energiebereich verursacht (vgl. Abb. 7.11). Daher wurden auch Simulationen mit Tabellen aus der TENDL Datenbank [TENDL] durchgeführt, die in wesentlich feineren Energieschritten berechnet wurden.

FLUKA⁴ wurde in Version 2008.3d mit aktivierter photo-nuklearer Physik benutzt.

Geant4⁵ wurde in Version 9.6.p01 benutzt. Die G4PhotoNuclearProcess() Klasse wurde zur Behandlung des Photonen-Einfang-Teils der (γ ,n)-Reaktionen benutzt. Die Abregung über Neutronen-Evaporation nach dem Statistischen Modell wird über die sogenannte „Bertini model“-Klasse, G4CascadeInterface(), realisiert, die mit der „precompound de-excitation“ Option, usePreCompoundDeexcitation(), benutzt werden muss, um in etwa realistische Ergebnisse für die Neutronen-Energie-Verteilung zu erhalten.

Umgerechnet auf einen Elektronen-Strom von 15 μ A ergaben die Simulationen mit MCNP5 eine Neutronen-Quellstärke von 2,9 bzw. $2,8 \cdot 10^{11}$ n/s je nachdem ob die Standard-Bibliothek oder die TENDL-Tabellen benutzt wurden. Diese Werte sind einen Faktor 1,8 größer als der gemessene Wert. Die Simulationen mit FLUKA und Geant4 ergeben Erwartungswerte von $3,0 \cdot 10^{11}$ n/s bzw. $2,1 \cdot 10^{11}$ n/s was diese Abweichung bekräftigt. Dieser Unterschied zwischen Simulation und Messung kann nur mit einem signifikanten Elektronenstrahl-Verlust auf dem Weg vom Injektor bis zur Neutronenquelle erklärt werden. Da die Durchführung des Elektronenstrahls in den Raum, in dem die Neutronenquelle steht (vgl. Abb. 2.2), aufgrund baulicher Schwierigkeiten nicht exakt gerade verläuft und in diesem Bereich keine elektronen-optischen Elemente installiert werden können, war ein gewisser Strom-Verlust zu erwarten. Unglücklicherweise erlaubt die vorhandene Strahl-Diagnostik keine Messung des Strahlstroms im letzten Teilstück der Strahlführung, geschweige denn des Stromes, der auf die Neutronenquelle einfällt.

Der Vergleich der drei verschiedenen Teilchen-Transport-Codes zeigt, dass auch unter diesen gewisse Diskrepanzen bei der Simulation von photo-nuklearen Prozessen im MeV-Bereich existieren. Kein einziges der Programme war in der Lage die Form des gemessenen Spektrums komplett wiederzugeben. Die Simulation mit MCNP5 mit seinen Standard-Bibliothek beschreibt zwar den hochenergetischen Bereich zwischen 1 und 4 MeV sehr gut, aber der Bereich unterhalb von 1 MeV wird aufgrund der groben Energieeinteilung der Querschnittstabellen sehr unrealistisch. Bei Verwendung der TENDL Datenbank wird dieses Manko beseitigt und eine sehr gute Beschreibung im gesamten Bereich bis 2 MeV erreicht. Oberhalb von 2 MeV liegt die simulierte Verteilung jedoch signifikant unterhalb der gemessenen Kurve. Die Ergebnisse von FLUKA und Geant4 haben zwar einen einer Maxwell-Funktion ähnlichen Verlauf, die Position des Maximums ist aber deutlich um 300 keV bzw. 450 keV zu kleineren Energien hin verschoben. Keines der Programme gibt die Absorptions- und Emissions-Stukturen wieder, was zu erwarten ist, da die Neutronenresonanzen in den Reaktionsmodellen meist nur explizit berücksichtigt werden.

⁴Alle FLUKA-Simulationen wurden von Anna Ferrari durchgeführt.

⁵Die in diesem Kapitel verwendeten Geant4-Simulationen wurden von Zoltan Elekes durchgeführt.

Kapitel 8

Inelastische Neutronen-Streuung an natürlichem Eisen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Messung der inelastischen Neutronenstreuung an einer Probe aus natürlichem Eisen. Die Probe hatte eine zylindrische Form und wurde aus hochreinem Eisen hergestellt. Die genauen Eigenschaften sind in Tab. 8.1 zusammengefasst. Sie war zentral innerhalb des BaF₂-Detektor-Arrays positioniert und so ausgerichtet, dass eine Kreisfläche in Richtung Neutronenquelle zeigte.

Tabelle 8.1: Eigenschaften der Eisenprobe

Material :	ARMCO® Weicheisen ¹
Reinheit :	>99,8 %
Länge :	8,0 mm
Durchmesser :	20,0 mm
Masse :	19,818 g

Tabelle 8.2: Isotopenzusammensetzung von natürlichem Eisen nach [Pfe98]

Isotop	Häufigkeit
⁵⁴ Fe	5,8 %
⁵⁶ Fe	91,72 %
⁵⁷ Fe	2,2 %
⁵⁸ Fe	0,28 %

In dem Experiment soll der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung an ⁵⁶Fe unter Anregung des ersten angeregten Zustands bestimmt werden. Dafür ist die Kenntnis der Isotopenzusammensetzung von natürlichem Eisen und des Energieniveauschemas von ⁵⁶Fe nötig. Beide wurden der Literatur entnommen [Pfe98, TOI] und sind in Tab. 8.2 aufgelistet bzw. in Abb. 8.1 dargestellt.

8.1 Messaufbau

Zur Messung der Anzahl der stattgefundenen Reaktion wird die Doppel-Flugzeit-Methode angewandt. Dabei wurden die inelastisch gestreuten Neutronen mit Hilfe der in Kap. 5.2 beschriebenen Plastik-Szintillationsdetektoren detektiert und dazu koinzident die bei der Abregung der gestoßenen Kerne frei werdenden Photonen mit Hilfe der in Kap. 6 beschriebenen BaF₂-Szintillationsdetektoren. Von letzteren wurden in getrennten Experimenten beide Typen, d.h. einseitig und beidseitig ausgelesene, in der jeweiligen Version der Detektoranordnung und mit der dazugehörigen Datenaufnahmeelektronik verwendet. Zur Bestimmung des einfallenden Neutronenflusses wurde die in Kap. 5.1 vorgestellte ²³⁵U-Spaltkammer verwendet.

Eine Skizze des Messaufbaus ist in Abb. 2.5 rechts zu sehen. Die Länge der Flugstrecke wurde mit einem Justage-Laser und einem Stahlmaßstab relativ zu einem Messpunkt auf dem Fußboden des Experimentierraums bestimmt, dessen Abstand zur Neutronenquelle unter Verwendung von Theodoliten genau vermessen wurde. Die Unsicherheit der Flugstrecke kann

¹Goodfellow GmbH

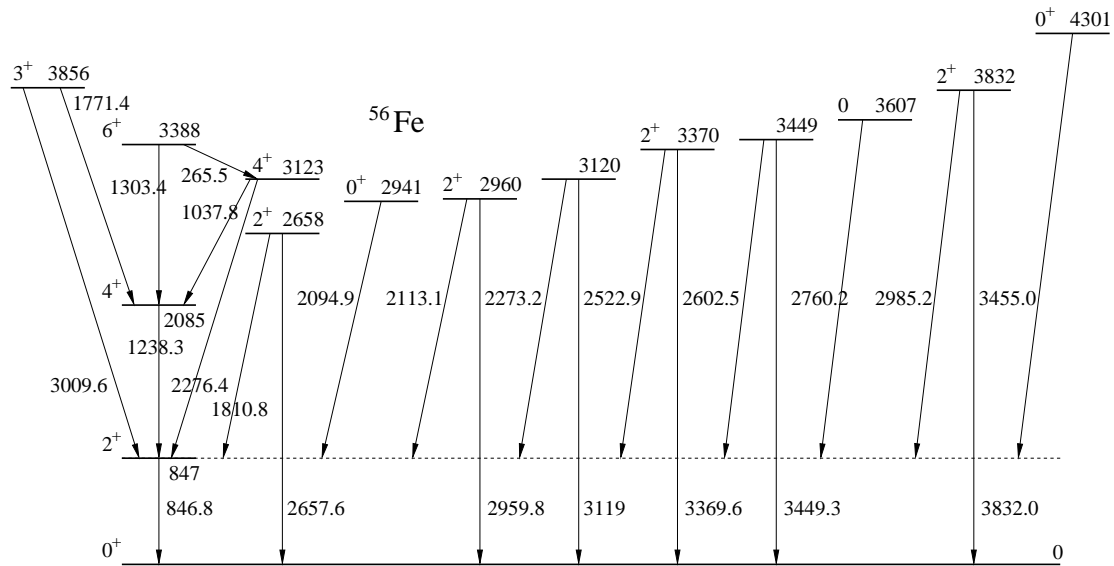


Abbildung 8.1: Ausschnitt aus dem Niveauschema von ^{56}Fe nach [Jun11].

Tabelle 8.3: Experimentelle Bedingungen bei den Messungen mit den verschiedenen Versionen der BaF_2 -Detektor-Anordnung

	Version 1	Version 2
Abstand Quelle zur Probe	598,2 cm	617,54 cm
Abstand Quelle zur Spaltkammer	430,0 cm	424,4 cm
Abstand Probe zum Plastik-Szint.	100,0 cm	
mittlerer Kathodenstrom	15 μA	
Beschleunigerwiederholrate	203,125 kHz	
Elektronenenergie	30 MeV	
Absorber	5,9 cm Pb	3,0 cm Pb
Real-Messzeit mit Probe	34,9 h	75,6 h
Real-Messzeit ohne Probe	32,2 h	68,7 h
Live-Messzeit mit Probe	23,4 h	49,4 h
Live-Messzeit ohne Probe	22,1 h	50,0 h

daher auf 1 mm abgeschätzt werden. Bei Verwendung von Version 1 des BaF_2 -Arrays betrug die Flugstrecke von der Neutronenquelle bis zur Mitte der Spaltkammer 430,0 cm und bis zur Mitte der Probe 598,2 cm. Im zweiten Experiment, mit Version 2, waren diese Maße 424,4 cm bzw. 617,5 cm. Die Plastik-Szintillationsdetektoren waren in einem senkrechten Abstand von 100 cm zum einfallenden Strahl positioniert. Der Mitte des mittlere Detektor befindet sich dabei in gleicher Höhe mit dem Strahl und der Probe. Die anderen Detektoren sind jeweils um 10 bzw. 20 cm dazu je nach Experiment Version nach links und rechts bzw. oben und unten versetzt (vgl. Abbn. 2.8 und 2.9).

Der Elektronenbeschleuniger arbeitete in beiden Experimenten mit einer Wiederholrate von 203,125 kHz, d.h. mit einer Untersetzung der 26 MHz-Grundfrequenz von 1:128, einem mittleren Strahlstrom von 15 μA und einer Elektronen-Energie von 30 MeV. Zur Reduzierung des Photonenflashes wurde im ersten Experiment ein 5,9 cm und im zweiten ein 3,0 cm dicker Bleiabsorber verwendet.

Während des Experiments wurde die Probenposition ca. aller drei Stunden gewechselt, so dass etwa die Hälfte der Zeit mit und die andere Hälfte ohne Probe im Strahl gemessen wurde. Die genauen Messzeiten sowie alle anderen experimentellen Bedingungen sind in Tab. 8.3 zusammengefasst.

8.2 Datenanalyse

Die Detektion einer inelastischen Streuung erfolgt über den koinzidenten Nachweis eines Neutrons durch einen Plastik-Szintillationsdetektor und eines Photons durch einen BaF₂-Szintillationsdetektor. Daher wird wie in Kap. 4.4 beschrieben für jedes solches Ereignis, das von der Datenaufnahme registriert wird, nach den Gln. (4.11) und (4.12) aus dem Zeitpunkt des Signals des BaF₂-Szintillationsdetektor die Flugzeit des vermeintlichen einfallenden Neutrons $T_{n,in}$ und aus der Zeitdifferenz zwischen den Signalen beider Detektoren die Flugzeit des vermeintlichen gestreuten Neutrons $T_{n,out}$ berechnet und in ein sogenanntes Doppel-Flugzeit-Spektrum, d.h. ein zweidimensionales Histogramm in Abhängigkeit von $T_{n,in}$ und $T_{n,out}$, eingetragen. In Abb. 8.2 sind diese Spektren für beide Experimentanordnungen dargestellt.

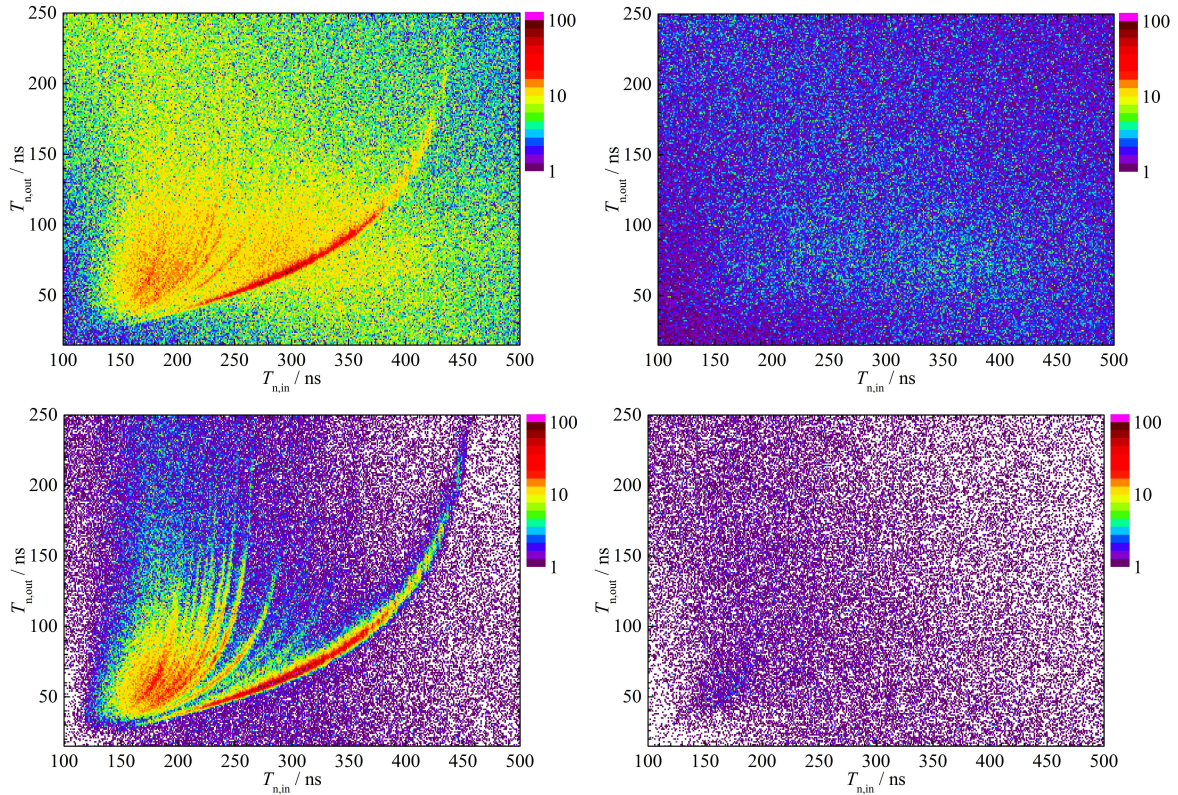


Abbildung 8.2: Doppel-Flugzeit-Spektren gemessen mit dem BaF₂-Detektor-Array in Version 1 (oben) und Version 2 (unten). Dargestellt sind die Spektren, die mit (links) und ohne (rechts) Probe im Strahl aufgenommen wurden. Die Bin-Größe beträgt 1 ns².

In den mit Probe aufgenommenen Spektren erkennt man deutlich gebogene Strukturen, die ohne Probe nicht zu sehen sind. Diese stammen, wie weiter unten genauer gezeigt, von der inelastischen Streuung an Eisenkernen unter der Anregung der verschiedenen Energieniveaus. Es zeigt sich, dass diese Strukturen mit Hilfe von grundlegenden Rechnungen aus der Stoßkinematik hergeleitet werden können (siehe Anh. D). Dazu wird aus der Flugzeit des einfallenden Neutrons $T_{n,in}$ die zu erwartende Flugzeit des inelastisch gestreuten Neutrons $T_{n,out,th}$ berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnungen sind die in Abb. 8.3 dargestellten sogenannten Kinematikfenster. Dies sind die Bereiche, die sich ergeben, wenn man aus den experimentellen Unsicherheiten der Flugzeiten und Flugstrecken die Unsicherheit $\Delta T_{n,out,th}$ bestimmt, die man dann als obere und untere Grenze eines Bandes in das Doppel-Flugzeit-Spektrum einträgt.

Je nach Anregungsenergie des gestoßenen Kerns nach der Streuung, also je nach Energieverlust des Neutrons, verläuft das Kinematikfenster entsprechend. Dadurch kann man nicht

nur die durch die verschiedenen angeregten Niveaus der bekannten Komponenten der Probe hervorgerufenen Strukturen identifizieren, wie das für ^{54}Fe und ^{56}Fe getan wurde, sondern auch zuerst unbekannte Strukturen zuordnen, wie z.B. die in Abb. 8.3 magenta eingetragene Signatur von Ereignissen, bei denen ein Neutron an zwei verschiedenen ^{56}Fe -Kernen unter der Anregung des ersten angeregten Zustandes inelastisch gestreut wurde.

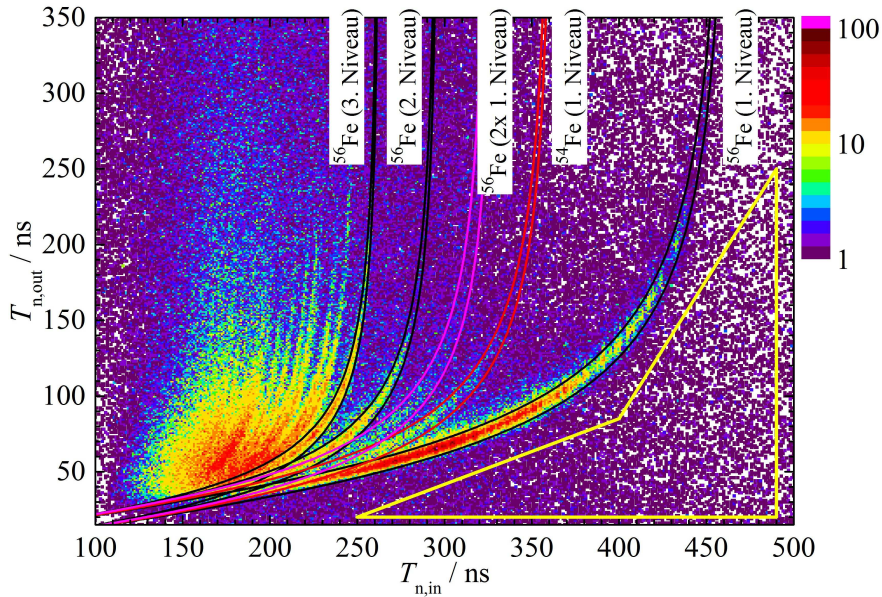


Abbildung 8.3: Doppel-Flugzeit-Spektrum mit eingetragenen Kinematikfenstern. In Schwarz sind die Kinematikfenster für die inelastischen Streuung unter Anregung der ersten drei angeregten Zustände von ^{56}Fe und in Rot für den erste angeregten Zustand von ^{54}Fe . Magenta entspricht der inelastischen Streuung eines Neutrons an zwei ^{56}Fe -Kernen, wobei jeweils das erste Kernniveau angeregt wurde. Die gelb umrahmte Fläche ist der Bereich, der für die Bestimmung des Untergrundniveaus benutzt wurde.

Der Vergleich der Spektren der beiden Versionen der Detektoranordnung zeigt, dass durch für annähernd gleiche Statistik in den Strukturen mit Version 2 aufgrund der geringeren Effizienz durch die kleinere Raumwinkelabdeckung ca. doppelt so lang gemessen werden muss. Dafür profitiert man jedoch von einem wesentlich geringerem Untergrundniveau. Bestimmt man die Zählrate der Ereignisse in dem in Abb. 8.3 gelb umrahmten Bereich, d.h. in einem Bereich in dem aufgrund des zu geringen Energieübertrags keine Ereignisse von inelastischer Neutronenstreuung in der Probe zu erwarten sind, so erkennt man eine Reduktion um einen Faktor 75 von Version 1 zu Version 2 bei Messung mit Probe und 46 ohne Probe. Der Unterschied zwischen der Zählrate mit Probe im Vergleich zur der ohne Probe beträgt auch nur noch 20 % in Version 2 gegenüber 100 % in Version 1. Dies ist hauptsächlich auf die Unterdrückung von in den BaF_2 -Kristallen in die Richtung der Plastik-Szintillationsdetektoren gestreuten Neutronen durch die zusätzlichen borierten Polyethylenblöcke (vgl. Abb. 2.8) zurückzuführen. Wie man in Abb. 8.2 sieht werden erst dadurch die schwachen Signaturen von ^{54}Fe , das lediglich 5 % der Teilchenzahl in der Probe ausmacht, oder der inelastischen Doppel-Streuung sichtbar. Aufgrund dieser besseren experimentellen Bedingungen werden für die Bestimmung des inelastischen Streuquerschnitts im Folgenden nur noch die Messungen mit Version 2 der BaF_2 -Anordnung berücksichtigt.

Projiziert man Ausschnitte in ausgewählten Intervallen der $T_{n,in}$ -Achse aus dem Doppel-Flugzeit-Spektrum auf die $T_{n,out}$ -Achse, so erhält man Histogramme wie sie in Abb. 8.4 beispielhaft dargestellt sind. Anhand dieser Spektren kann die Entwicklung des gestreuten Neutronenspektrums in Abhängigkeit von der Energie der eingefallenen Neutronen und damit der energiedifferentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Man erkennt, wie sich die Flugzeit der gestreuten Neutronen mit zunehmender Energie, also abnehmender Flugzeit

der einfallenden Neutronen verringert und wie bei ausreichender Energie auch größere Energieverluste durch die Anregung höherer Energieniveaus auftreten. Anhand dieser Spektren wird im Folgenden der inelastische Wirkungsquerschnitt bestimmt.

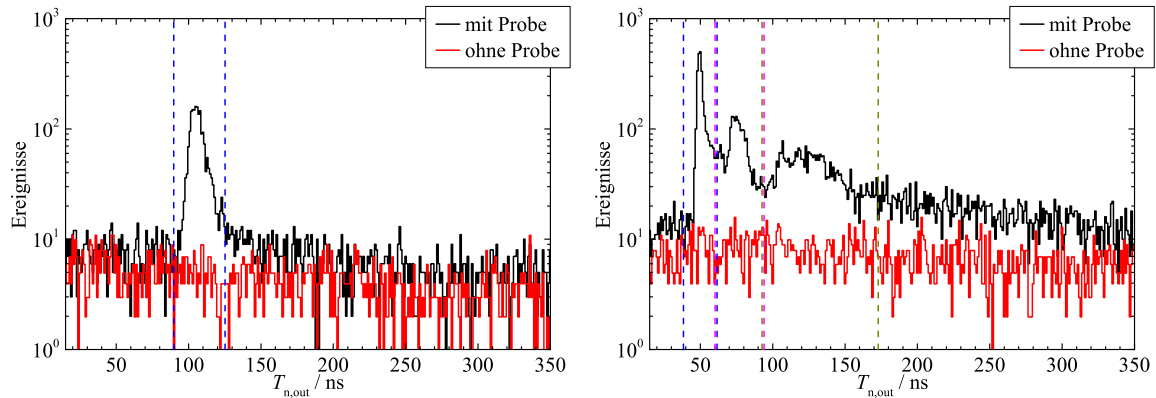


Abbildung 8.4: Flugzeitspektren der gestreuten Neutronen für Neutronenenergien $E_{n,in}$ von 1369-1300 keV (links) und 3163-2935 keV (rechts). Die Messungen ohne Probe wurden auf die gleiche Messzeit (live) wie die Messung ohne Probe skaliert. Die gestrichelten Linien sind die Kinematikfenster für den ersten (blau), zweiten (magenta) und dritten (dunkel gelb) angeregten Zustand von ^{56}Fe .

8.3 Bestimmung des inelastischen Streuquerschnitts

Um aus den Doppel-Flugzeit-Spektren den inelastischen Streuquerschnitt zu bestimmen, müssen noch zwei Korrekturen durchgeführt werden. Eine Korrektur von Mehrfachstreueffekten und die Korrektur der kanalabhängigen Totzeit.

Mehrfachstreuung bedeutet hier, dass nach einer inelastischen Streuung das Neutron noch mindestens einmal elastisch gestreut wird. Dabei sind solche Ereignisse interessant, bei denen das Neutron nach der inelastischen Streuung schon in Richtung eines Neutronendetektors unterwegs war, aber dann durch einen elastischen Stoß von dieser Flugbahn abgebracht wurde, und solche, bei denen das Neutron erst durch die elastische Streuung in Richtung der Detektoren gelenkt wurde. Beide Typen von Ereignissen können den Inhalt im Kinematikfenster des interessierenden Zustandes künstlich reduzieren oder erhöhen und würden so den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt verfälschen. Ereignisse, bei denen ein Neutron mehrere inelastische Stöße durchläuft, müssen nicht beachtet werden, da diese, wie in Abb. 8.3 gesehen, nicht in das gleiche Kinematikfenster wie bei der einfachen inelastischen Streuung fallen würden. Die elastische Streuung findet hauptsächlich innerhalb der Probe aber auch in umgebenden Materialien wie z.B. der Bleiabschirmung der Plastik-Szintillationsdetektoren statt. Um diese Effekte korrigieren zu können, wurden Simulationen mit dem Teilchentransport-Programm MCNP5 [Bri00] durchgeführt². Dabei wurde im ersten Schritt die Anzahl N_1 der in die Plastik-Szintillatoren eintretenden Neutronen simuliert, die von einer sehr dünnen Probe inelastisch gestreut werden. Darüberhinaus befand sich keinerlei weiteres Material in der simulierten Umgebung. Der Durchmesser der Probe war 0,2 mm und ihre Länge war die selbe wie die der tatsächlich verwendeten, d.h. 8 mm. Die Reaktionsrate in dieser dünnen Probe ist die gleiche, wie in einer dicken Probe, wenn man sie auf die gleiche auf die Stirnseite treffenden Neutronenzahl normiert, nur die Anzahl der Mehrfachstreuungen ist vernachlässigbar gering.

Im zweiten Schritt wurde die Simulation mit komplett implementierter Umgebung, d.h. alle BaF_2 -Kristallen, der Luft und den Bleiabschirmungen um die Plastik-Szintillatoren, und

²Die MCNP-Simulation wurde von Evert Birgersson durchgeführt.

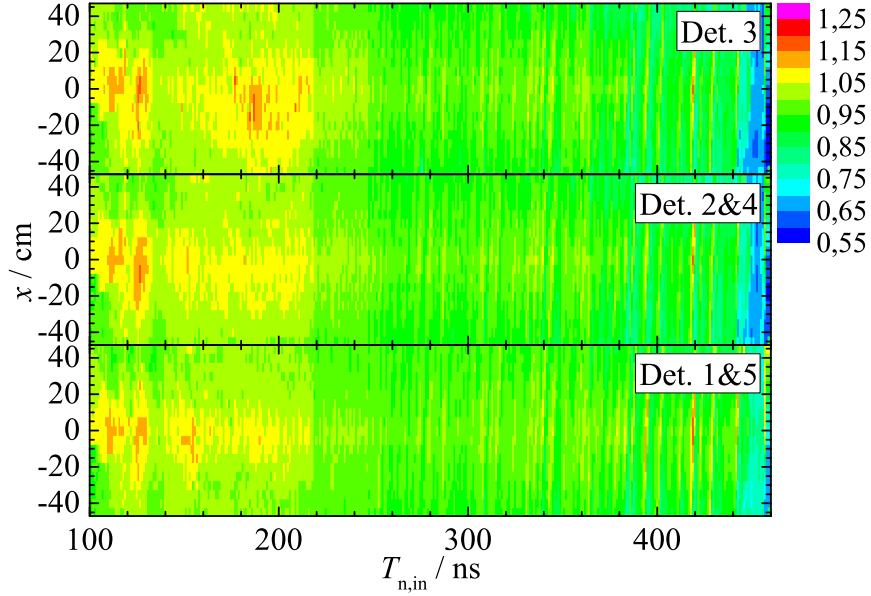


Abbildung 8.5: Korrekturfaktor für die Mehrfachstreuung nach einer inelastischen Streuung unter Anregung des ersten angeregten Zustand von ^{56}Fe in Abhängigkeit von der Flugzeit des einfallenden Neutrons und der Nachweisposition in den verschiedenen Neutronendetektoren. Die Nummerierung der Detektoren erfolgt dabei von oben nach unten (vgl. Abb. 2.8). Detektor 3 befindet in gleicher Höhe mit dem Strahl.

einer 2 cm durchmessenden Probe durchgeführt und wieder die Zahl der in den Plastik-Szintillator eintretenden Neutronen N_2 bestimmt. In beiden Simulationen wurde die gleiche Anzahl an Neutronen auf die Stirnfläche der Probe geschossen, sodass das Verhältnis

$$f_{\text{mult}} = \frac{N_1}{N_2} \quad (8.1)$$

genau den gesuchten Korrekturfaktor für die Mehrfachstreuung ergibt. Die Simulation wurde mit mono-energetischen Neutronen über den gesamten Energiebereich des nELBE-Spektrums durchgeführt. Außerdem wurde f_{mult} für jeden Neutronendetektor separat und über die Länge des Szintillators in 5 cm-breiten Bereichen gemittelt ortsabhängig berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 8.5 dargestellt.

Da f_{mult} von dem Nachweisort x im Neutronendetektor abhängt, muss die Korrektur der Mehrfachstreuung für jedes Ereignis ausgewertet werden, d.h. bereits während der Analyse der Listmode-Daten. Das Gleiche trifft auf die Korrektur der kanalabhängigen Totzeit zu. Hierzu muss die Analyse der Daten sogar zweimal durchgeführt werden. Im ersten Durchgang werden für alle verwendeten Detektoren die Totzeitkorrekturfaktoren $\alpha(T_{\text{Pl}})$ bzw. $\gamma_i(T_{\text{BaF}})$ nach den in Kap. 4.5 und 4.6 beschriebenen Prozeduren in Abhängigkeit von den Gesamtflugzeiten T_{Pl} und T_{BaF} bis zum Neutronen- bzw. Photonendetektor bestimmt. $\gamma_i(T_{\text{BaF}})$ ist dabei für jeden BaF_2 -Szintillationsdetektor i verschieden. Im zweiten Schritt werden diese Werte benutzt um ein korrigiertes Doppel-Flugzeit-Histogramm zu füllen. Dieses Histogramm wird pro Ereignis nicht um 1 inkrementiert, sondern um den Wert

$$I = \frac{f_{\text{mult}}(T_{\text{n,in}}, x)}{\alpha(T_{\text{Pl}}) \cdot \gamma_i(T_{\text{BaF}})} \quad (8.2)$$

Der durch diese Korrekturen verursachte Effekt ist in Abb. 8.6 veranschaulicht. Dort sind die Veränderungen der auf die $T_{\text{n,out}}$ -Achse projizierten Spektren aus Abb. 8.4 erst durch die Anwendung der Mehrfachstreuungskorrektur und dann zusätzlich durch die Korrektur der kanalabhängigen Totzeit dargestellt. Man erkennt leichte Veränderungen der Form der Peaks

aufgrund der Mehrfachstreuung und eine Änderung der Höhe um bis zu 50 % durch die Totzeitkorrektur, was aufgrund der mittleren Datenaufnahmetotzeit von 30-35% zu erwarten war.

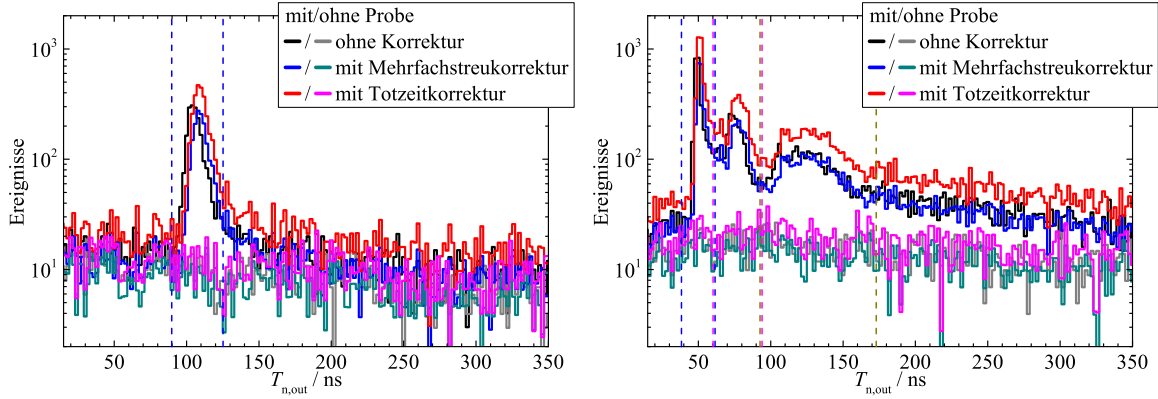


Abbildung 8.6: Flugzeitspektren nach der Korrektur der Mehrfachstreuung und der kanalabhängigen Totzeit. Es sind die gleich Spektren und Kinematikfenster wie in Abb. 8.4 dargestellt.

Um die Zahl der stattgefundenen Reaktionen in der Probe zu bestimmen, muss die Effizienz der Detektoren berücksichtigt werden. Da diese für jeden Detektor unterschiedlich groß ist, muss auch für jedes einzelne Paar aus einem Plastik- und einem BaF₂-Szintillationsdetektor ein eigenes Doppel-Flugzeit-Spektrum aufgenommen werden. Für jede Detektor-Kombination wird dann ein individueller Wirkungsquerschnitt bestimmt und zum Schluss ein über alle Kombinationen gemittelter Querschnitt berechnet.

Der individuelle Wirkungsquerschnitt $\sigma_{i,j}$ für die Detektorkombination aus Plastik-Szintillationsdetektor i und BaF₂-Szintillationsdetektor j ergibt sich aus der in das Kinematikfenster fallende Anzahl Ereignisse in den Doppel-Flugzeit-Spektren $N_{\text{sample},i,j}$ mit und $N_{\text{empty},i,j}$ ohne Probe im Strahl. Die Grenzen des zweidimensionalen Kinematikfensters sind in der $T_{n,\text{in}}$ -Dimension durch eine frei wählbare Bin-Größe und in der $T_{n,\text{out}}$ -Dimension durch die dazu gehörenden Grenzen nach der in Anh. D durchgeführten Rechnung bestimmt. Die $T_{n,\text{in}}$ -Bin-Größe wurde, um ausreichend Statistik zu erreichen, auf 4 ns festgelegt.

Das ohne Probe aufgenommene Doppel-Flugzeit-Spektrum wird an das Untergrundniveau der Messung mit Probe mit Hilfe eines Normierungsfaktors $f_{\text{norm},i,j}$ angepasst, der aus den Anzahlen an Ereignissen gebildet wird, die in das in Abb. 8.3 eingezeichnete Polygon fallen. Innerhalb dieses Polygons sind aufgrund der Stoßkinematik keinerlei Ereignisse von inelastischen Streuungen in der Probe zu erwarten. Auf diese Weise wird nicht nur die leicht unterschiedliche Laufzeit der beiden Messungen korrigiert sondern auch probeninduzierter Untergrund von zufälligen Koinzidenzen durch elastisch gestreute Photonen und Neutronen und sekundäre inelastische Streuungen im Umgebungsmaterial.

Es ergeben sich der Untergrundnormierungsfaktor,

$$f_{\text{norm},i,j} = \frac{\sum_{\text{polygon}} N_{\text{sample},i,j}}{\sum_{\text{polygon}} N_{\text{empty},i,j}} \quad , \quad (8.3)$$

die untergrundkorrigierte Ereigniszahl,

$$N_{i,j}(T_{n,\text{in}}) = \sum_{\text{kin.win.}(T_{n,\text{in}})} N_{\text{sample},i,j} - f_{\text{norm},i,j} \cdot \sum_{\text{kin.win.}(T_{n,\text{in}})} N_{\text{empty},i,j} \quad , \quad (8.4)$$

die Anzahl an stattgefundenen Reaktionen

$$R_{i,j}(E_{n,\text{in}}) = \frac{N_{i,j}(T_{n,\text{in}}) \cdot f_{\text{trans},\gamma,j}}{\varepsilon_{\text{Pl},i}(E_{n,\text{in}}) \cdot \varepsilon_{\text{BaF}_2,j}} \quad (8.5)$$

und schließlich der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{i,j}(E_{n,\text{in}}) = \frac{R_{i,j}(E_{n,\text{in}})}{N_{\text{n,samp}}(E_{n,\text{in}}) \cdot N_{^{56}\text{Fe}}} \quad (8.6)$$

Die Neutronenenergie $E_{n,\text{in}}$ und -flugzeit $T_{n,\text{in}}$ wurden hierbei der besseren Übersichtlichkeit wegen synonym gebraucht. $T_{n,\text{in}}$ ist der Mittelwert der Grenzen des betrachtete Flugzeitbins, $E_{n,\text{in}}$ der Mittelwert der auf Neutronenenergie umgerechneten Binngrenzen. Ebenso wurde auf die Schreibweise der Histogramme als Differentiale verzichtet.

Die Bestimmung der Effizienzen der Plastik- und BaF₂-Szintillationsdetektoren $\varepsilon_{\text{Pl},i}$ und $\varepsilon_{\text{BaF}_2,j}$ ist in den Kapn. 5.2.2 bzw. 6.2.3 beschrieben und die des Photonentransmissionsfaktoren $f_{\text{trans},\gamma,j}$ in Kap. 6.2.4.

Die Zahl der ^{56}Fe -Kerne in der Probe $N_{^{56}\text{Fe}}$ ergibt sich aus der Masse der Probe m , der Anreicherung an Eisen r_{Fe} , der Isotopenhäufigkeit von ^{56}Fe r_{56} , der molaren Masse von Eisen M_{Fe} sowie der Avogadro-Konstante N_{A} :

$$\begin{aligned} N_{^{56}\text{Fe}} &= \frac{m \cdot r_{\text{Fe}} \cdot r_{56} \cdot N_{\text{A}}}{M_{\text{Fe}}} \\ &= \frac{19,818 \text{ g} \cdot 0,999 \cdot 0,9172 \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{55,845 \text{ g/mol}} \\ N_{^{56}\text{Fe}} &= 1,956 \cdot 10^{23} \end{aligned} \quad (8.7)$$

Die Zahl der auf die Probe treffenden Neutronen $N_{\text{n,samp}}$ berechnet sich aus der nach Gl. (7.24) bestimmten Neutronenflussdichte $N_{\text{n}}(E_{n,\text{in}})$, der Größe der Stirnfläche der Probe $A_{\text{samp}} = \pi r^2 = \pi \text{ cm}^2$ und der Laufzeit der Messung t_{real} . Der in Kap. 7.2.1.3 berechnete Transmissionsfaktor der Probe $f_{\text{trans,samp}}$ berücksichtigt die exponentielle Abschwächung des Neutronenflusses in der Probe:

$$N_{\text{n,samp}}(E_{n,\text{in}}) = \int_{E_{n,\text{in,binmin}}}^{E_{n,\text{in,binmax}}} \frac{dN_{\text{n}}}{dE}(E) \cdot f_{\text{trans,samp}}(E) \cdot A_{\text{samp}} \cdot t_{\text{real}} dE \quad (8.8)$$

Die Integrationsgrenzen entsprechen dabei den in Neutronenenergie umgerechneten Grenzen des Kinematikfensters in der $T_{n,\text{in}}$ -Dimension.

In Abb. 8.7 ist der nach Gl. (8.6) für eine Plastik-BaF₂-Kombination bestimmte Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung unter Anregung des ersten angeregten Zustands, d.h. des ersten 2^+ -Zustands, von ^{56}Fe aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass die Statistik nicht ausreicht, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Die Gesamtunsicherheiten der verschiedenen Detektor-Kombinationen liegen im Bereich von 20 bis 100 %. Daher ist eine Zusammenfassung der Daten aller Kombinationen notwendig.

Die bisher bestimmten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{i,j}$ gelten nur für die von den jeweiligen Detektoren abgedeckten Raumwinkelbereiche Ω , d.h. allgemein ausgedrückt:

$$\sigma_{i,j}(E_{n,\text{in}}) = \int_{\Omega_{\text{BaF}_2,j}} \int_{\Omega_{\text{Pl},i}} \int_{E_{n,\text{in,binmin}}}^{E_{n,\text{in,binmax}}} \frac{d^3\sigma(E_{n,\text{in}}, \theta_{\text{n}}, \theta_{\gamma}, \Delta\varphi)}{dE d\Omega_{\text{n}} d\Omega_{\gamma}} dE d\Omega_{\text{n}} d\Omega_{\gamma} \quad (8.9)$$

mit den Winkeln zwischen einfallendem und gestreutem Neutron θ_{n} , zwischen einfallendem Neutron und emittiertem Photon θ_{γ} und zwischen gestreutem Neutron und emittiertem Photon $\Delta\varphi$. Der winkelintegrale Wirkungsquerschnitt ergibt sich daher zu:

$$\sigma(E_{n,\text{in}}) = \frac{\sum_{i,j} \sigma_{i,j}(E_{n,\text{in}}) \cdot W_{i,j}}{\sum_{i,j} W_{i,j}}, \quad (8.10)$$

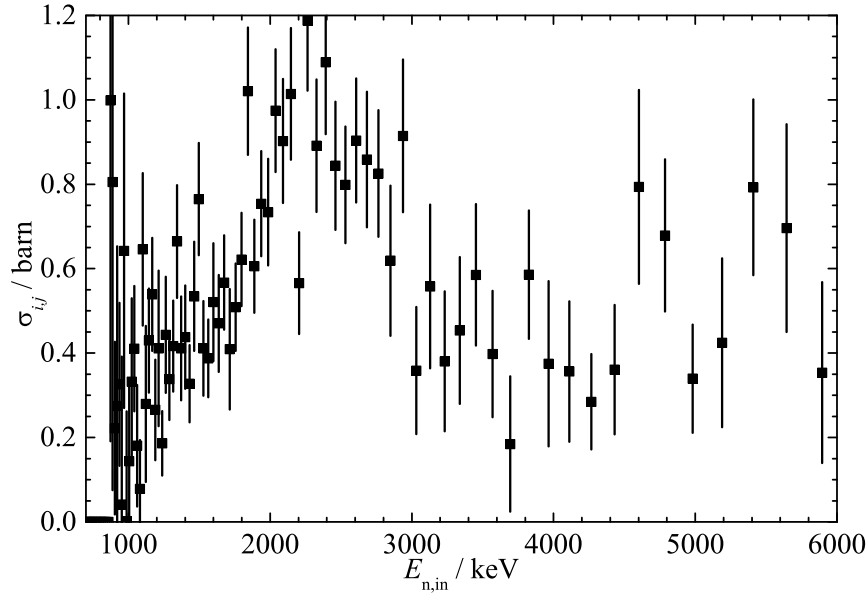


Abbildung 8.7: Der aus dem Doppel-Flugzeit-Spektrum einer Plastik-BaF₂-Detektorkombinationen (Plastik 1, BaF₂ 3) bestimmte inelastische Streuquerschnitt für die Anregung des ersten 2⁺-Zustandes von ⁵⁶Fe.

mit Wichtungsfaktoren $W_{i,j}$, die der Winkelabhängigkeit bzw. Winkelkorrelation des differentiellen Querschnitts Rechnung tragen. Der Einfachheit halber soll vorerst eine isotrope Verteilung angenommen werden, d.h. $W_{i,j} = 1$. Eine Diskussion möglicher Winkelabhängigkeiten folgt weiter unten.

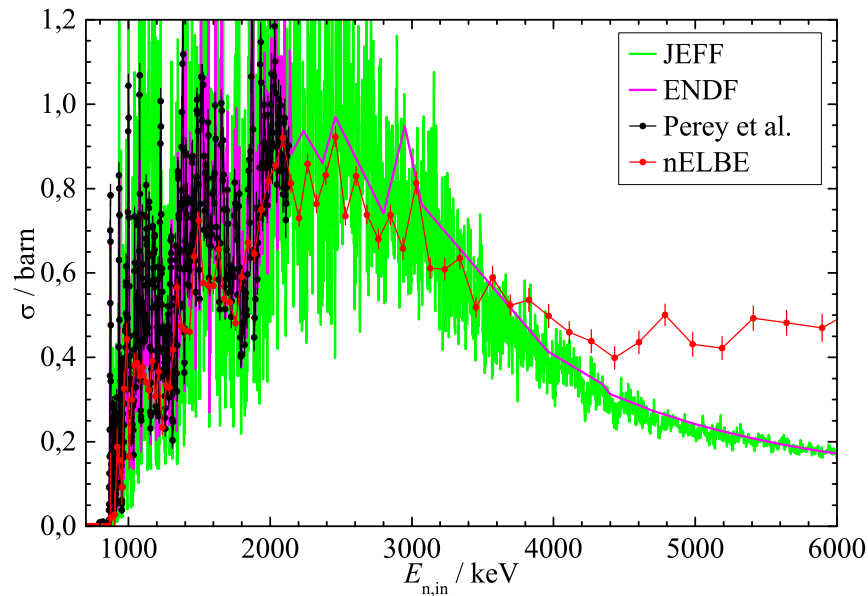


Abbildung 8.8: Der an nELBE mittels der Doppel-Flugzeit-Methode bestimmte inelastische Streuquerschnitt für die Anregung des ersten 2⁺-Zustandes von ⁵⁶Fe im Vergleich mit experimentellen und evaluierten Daten [Per71, ENDF, JEFF].

In Abb. 8.8 ist das Ergebnis der Mittelung über alle Detektorkombinationen dargestellt. Im Vergleich dazu sind Daten einer älteren Messung von Perey et al. vom Oak Ridge National Laboratory [Per71] sowie die evaluierten Daten der ENDF [ENDF] und der JEFF [JEFF] Datenbank eingetragen. Die Arbeitsgruppe von Perey hat ihre Messungen am Oak Ridge

Electron Linear Accelerator (ORELA) durchgeführt, wo der Elektronenstrahl ähnlich wie bei nELBE dazu benutzt wird in einem Tantal-Radiator ein kontinuierliches Neutronenspektrum zu erzeugen. Ihnen stand eine Flugstrecke von 40 m Länge zur Verfügung an der sie mit Hilfe von wasserstofffreien Kohlenstoff-Fluorid-Flüssigszintillatoren in annähernd 4π -Geometrie die Abregungsphotonen nach der inelastischen Streuung detektiert haben.

Die Perey- und die Evaluierungsdaten enthalten sehr viele resonante Strukturen. Um sie besser mit den an nELBE gemessenen Werten vergleichen zu können, wurden sie innerhalb der Energie-Bins der nELBE Ergebnisse, die sich aus der Flugzeit-Bin-Größe von 4 ns ergibt, gemittelt. Dies ist in Abb. 8.9 dargestellt. Man erkennt, dass die nELBE-Ergebnisse den Vergleichsdaten im Verlauf sehr gut folgen. Absolut liegen sie aber systematisch tiefer. Im Energiebereich von 900 bis 2000 keV beträgt das Verhältnis der nELBE-Punkte zu den Vergleichswerten im Mittel 0,79, 0,86, und 0,90 für die Perey-, ENDF- bzw. JEFF-Daten. Diese systematische Skalierung könnte an experimentellen Problemen, z.B. einer fehlerhaften Bestimmung des Neutronenflusses, der Totzeit oder der Neutronennachweiseffizienz der Plastik-Szintillationsdetektoren, oder an physikalischen Effekten wie möglichen Winkelkorrelationen liegen. Im folgenden Abschnitt soll daher eine an nELBE durchgeführte Messung ähnlich der von Perey et al. ausgewertet werden und anschließend mögliche Winkelabhängigkeiten diskutiert werden.

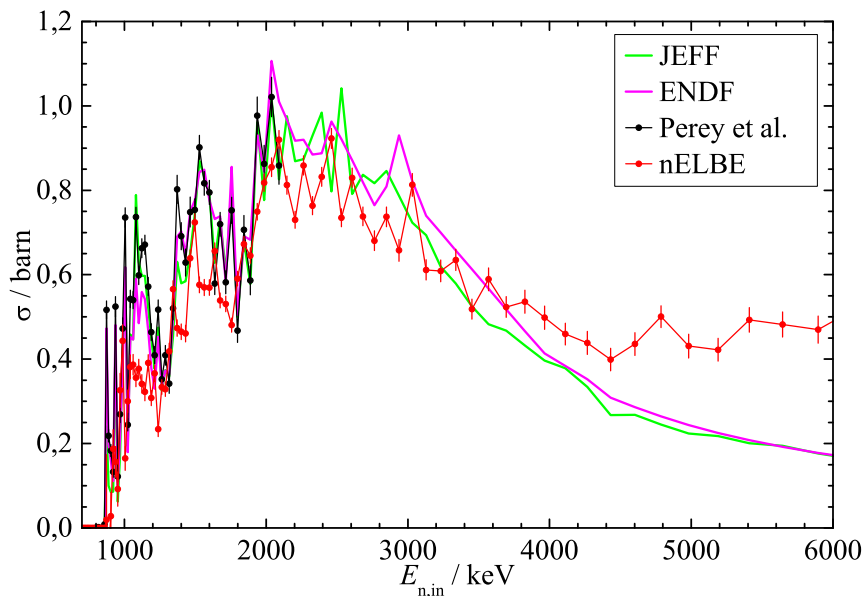


Abbildung 8.9: Gleiche Darstellung wie Abb. 8.8, die Vergleichsdaten sind aber innerhalb der Energieschrittweiten der nELBE-Messung zur besseren Vergleichbarkeit gemittelt worden.

Benutzt man für die Auswertung eine feinere Bin-Größe von 1 statt 4 ns so erkennt man, dass an der viel kürzeren Flugstrecke von nELBE eine nicht wesentlich schlechtere Energieauflösung im Vergleich mit der Perey Messung erreicht wurde. Dies ist in Abb. 8.10 anhand eines Ausschnitts aus der Energieachse illustriert. Der Vergleich zeigt eine deutliche Übereinstimmung in den sichtbaren Strukturen. Um eine annähernde Deckungsgleichheit zu erreichen, müssen die an nELBE gemessenen Daten jedoch nicht nur in der Höhe sondern auch in der Energieachse skaliert werden. Da die effektiven Flugstrecken von der Neutronenquelle zur Probe und von der Probe zu den Neutronendetektoren für die Erzeugung der Doppel-Flugzeit-Spektren und für die Berechnung der Kinematik-Fenster so angepasst wurden, dass die Strukturen in den Spektren mit den Kurve nach der Kinematik-Rechnung übereinstimmen, sind die Energien der einfallenden und gestreuten Neutronen für die nELBE Messung exakt bekannt. Dies lässt auf eine ungenaue Energiekalibrierung in dem von Perey et al.

durchgeführten Experiment schließen.

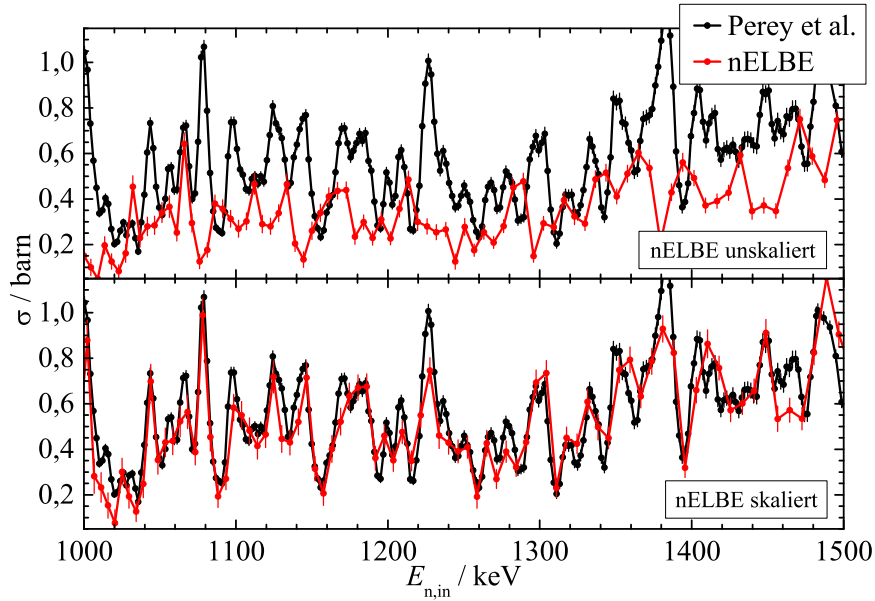


Abbildung 8.10: Ausschnitt aus dem gemessenen inelastischen Neutronenstreuquerschnitt bei einer verkleinerten Bin-Größe von 1 ns im Vergleich mit den Ergebnissen von Perey et al. [Per71]. **Oben** sind die unskalierten an nELBE bestimmten Daten aufgetragen. Für den Graph **unten** wurden diese in der Höhe mit einem konstanten Faktor (1,54) und in der Energieachse mit einer linearen Funktion (Verschiebung -1,7 keV, Steigung 1,013) skaliert.

In Tab. 8.4 sind die Unsicherheiten aller Größen aufgelistet, die in die Berechnung des inelastischen Streuquerschnitts eingehen. Man sieht, dass die Zähl-Statistik mit Probe der einzelnen Detektor-Kombinationen Unsicherheiten von 10 bis 30 % aufweisen. Zusammen mit der geringen Statistik des Untergrundes verursachen diese eine Unsicherheit der individuellen Wirkungsquerschnitt von 10 bis 50 %. Erst bei der Mittelung über alle Detektor-Kombinationen wird eine Unsicherheit von weniger als 3 % erreicht.

Nicht enthalten sind die in Kap. 5.2.2.5 diskutierten systematischen Unsicherheiten der Effizienz einzelner Plastik-Szintillationsdetektoren, die bei nah beieinander liegenden Neutronenenergie festgestellt wurden. Diese betragen bis zu 7 %, reichen damit aber nicht aus, um die Unterschiede zu den Vergleichsdaten zu erklären.

Tabelle 8.4: Unsicherheiten der verschiedenen Beiträge zum inelastischen Streuquerschnitt bei einer Neutronenenergie E_n von ca. 2 MeV bei einer Binbreite von etwa 52 keV. Es sind das Minimum, der Mittelwert und das Maximum der Werte aller Detektor-Kombinationen angegeben. Man beachte, dass nicht alle Beiträge mit dem gleichen Gewicht zur Gesamt-Unsicherheit beitragen.

Größe	$\frac{\Delta x}{x} / \%$		
	min	mittel	max
Zähl-Statistik mit Probe	9,6	16,7	29,8
Zähl-Statistik ohne Probe	50,0	85,5	186,7
Untergrundnormierung	7,0	12,6	31,5
Effizienz des Neutronendetektors	1,52	1,81	2,08
Effizienz des Photonendetektors	0,68	0,75	0,84
Photonenabsorption in der Probe	0,73	0,79	0,84
Einfallender Neutronenfluss		0,85	
⇒ Wirkungsquerschnitt	10,1	19,3	48,7
⇒ Mittlerer Wirkungsquerschnitt		2,52	

8.4 Messung mit einem HPGe-Detektor

Parallel zur der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Doppel-Flugzeit-Messung wurde eine Bestimmung des inelastischen Streuquerschnitts über die ausschließliche Messung der Abregungsphotonen durchgeführt, wie sie auch an anderen Neutronenflugzeitanlagen praktiziert wird, siehe z.B. [Smi76, Mih04]. Diese Methode beruht auf dem Photonnachweis mit hochreinen Germanium-Detektoren (HPGe, high purity germanium), die die Energie mit sehr hoher Auflösung messen können. Der Nachteil dieser Detektoren ist die schlechte Zeitauflösung von über 10 ns, was sie eher ungeeignet für Flugzeitmessungen über die an nELBE zur Verfügung stehende sehr kurze Flugstrecke macht. Eine Messung liefert aber trotzdem aussagekräftige Ergebnisse, um einen Vergleich zu anderen Anlagen ziehen zu können.

Die im Folgenden beschriebene Messung und deren Ergebnisse wurde zur Publikation eingereicht [Bey14].

Der verwendete HPGe-Detektor [Schw05] hat eine relative Effizienz von 100 % verglichen mit einem 7,6 cm durchmessenden und langen NaI-Szintillationsdetektor. Er wurde in einem Abstand von 20 cm von der Probe und unter einem Winkel von 125° relativ zum einfallenden Neutronenstrahl aufgestellt. Die Energie- und Effizienzkalibrierung wurde mit Hilfe von ^{22}Na -, ^{60}Co - und ^{226}Ra -Eichquellen durchgeführt. Das Vorverstärkersignal des Detektors wurde vergleichbar mit der ^{235}U -Spaltkammer über eine Hauptverstärker und einen schnellen Verstärker in die in Kap. 3 beschriebene Datenaufnahmeelektronik eingebunden und konnte diese parallel zu den Neutronendetektoren auslösen.

In Abb. 8.11 ist die Korrelation zwischen der Flugzeit T und der Energie E der mit dem Detektor nachgewiesenen Ereignisse zu sehen. Bei Flugzeitkanal 400 bis 500 erkennt man deutlich den Photonenflash. Er erstreckt sich über den gesamten Energiebereich. Rechts davon sind energetisch scharfe Linien zu erkennen, die sich über breite Flugzeitbereiche erstrecken. Dies sind die Signaturen von aus der Probe emittierten Abregungs-Photonen. Aber auch Untergrundlinien sind zu erkennen, z.B. die ^{40}K Linie des Raumuntergrundes, die sich über den gesamten Zeitbereich mit gleicher Intensität verteilt, und Strukturen die durch an Germanium-Kernen inelastisch gestreute Neutronen und die dadurch verursachte Anregung hervorgerufen werden.

Projiziert man die mit und ohne Probe gemessenen zweidimensionalen T - E -Histogramm

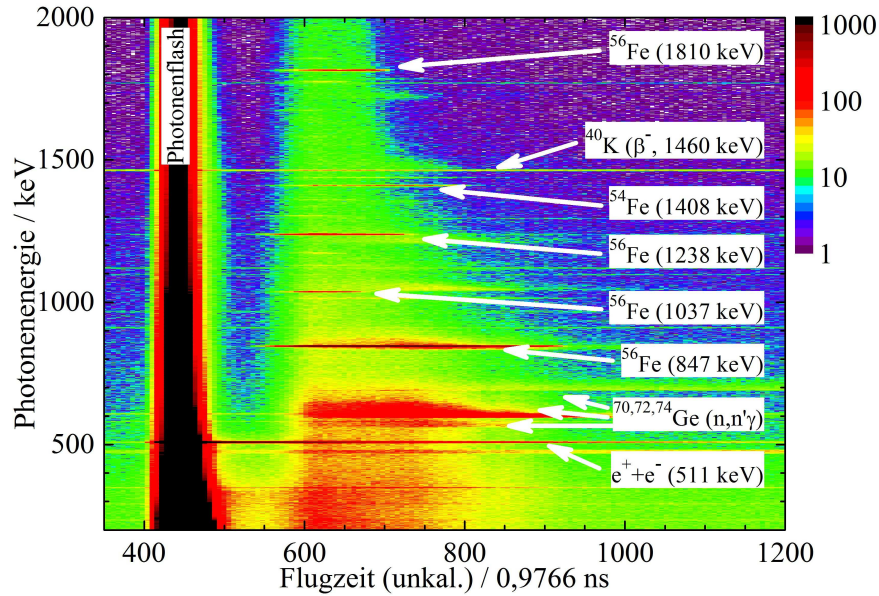


Abbildung 8.11: Zweidimensionale Verteilung der vom HPGe-Detektor registrierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Flugzeit und der Photonenenergie mit Probe im Strahl. Die von Kernniveau-Übergängen stammenden Photonen sind als scharfe horizontale Linien zu erkennen. Signaturen von ^{56}Fe , ^{54}Fe und ^{40}K sowie Elektron-Positron-Annihilation sind mit ihren Energien markiert, ebenso Strukturen, die durch inelastische Neutronenstreuung im HPGe-Detektor verursacht wurden.

auf die Energieachse, so erhält man die in Abb. 8.12 links dargestellten Energiespektren. Wählt man dabei nur Ereignisse aus dem Bereich der Neutronen aus, so erhält man Spektren, in denen die verschiedenen von der inelastischen Streuung in der Probe verursachten Linien mehr oder weniger deutlich vom Untergrund unterschieden werden können.

Rechts in Abb. 8.12 sind die Projektionen der T - E -Histogramme auf die Flugzeitachse dargestellt. Hier kann man durch geeignete Wahl eines Fensters auf die Photonenenergie solche Ereignisse herausfiltern, die durch einen bestimmten Niveau-Übergang in der Probe verursacht wurden. In der Abbildung ist z.B. die Flugzeitverteilung der 847 keV-Linie des Übergangs vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand von ^{56}Fe dargestellt. Man erkennt deutlich die Strukturen des inelastischen Streuquerschnitts dieses Übergangs. Das blaue Histogramm reicht bis etwa 490 ns danach ist es mit dem ohne Probe gemessenen Untergrundspektrum identisch. Diese Flugzeit stimmt mit der Schwellenenergie für die Anregung des ersten angeregten Zustands überein.

Aus den gefilterten Energiespektren wurden die Photonenproduktionsquerschnitte bestimmt, d.h. die Wahrscheinlichkeit für die Emission einer bestimmten γ -Linie. Da sich alle höher gelegenen Zustände hauptsächlich nicht direkt in den Grundzustand abregen [TOI] (vgl. Abb. 8.1), stimmt dieser Querschnitt nicht mit dem inelastischen Streuquerschnitt für die Anregung der einzelnen Niveaus überein. Bei genauer Kenntnis der Verzweungsverhältnisse kann man aber die inelastischen Streuquerschnitte aus den Photonenproduktionsquerschnitten extrahieren. Nur für den höchsten mit dem eingestrahlten Neutronenspektrum anregbaren Zustand ist der gemessene Photonenproduktionsquerschnitt eines diesen Zustand abregenden Überganges bei Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses mit dem inelastischen Streuquerschnitt identisch. Für alle tiefer gelegenen Zustände muss man sukzessive den Streuquerschnitt der darüber liegenden Zustände entsprechend ihrer Verzweungsverhältnisse von dem Photonenproduktionsquerschnitt abziehen. Dadurch gehen die Unsicherheiten aller höher gelegenen Zustände in die Unsicherheit der tiefergelegenen mit ein. Bei der Messung über die Doppel-Flugzeit-Methode besteht dieses Problem nicht, da

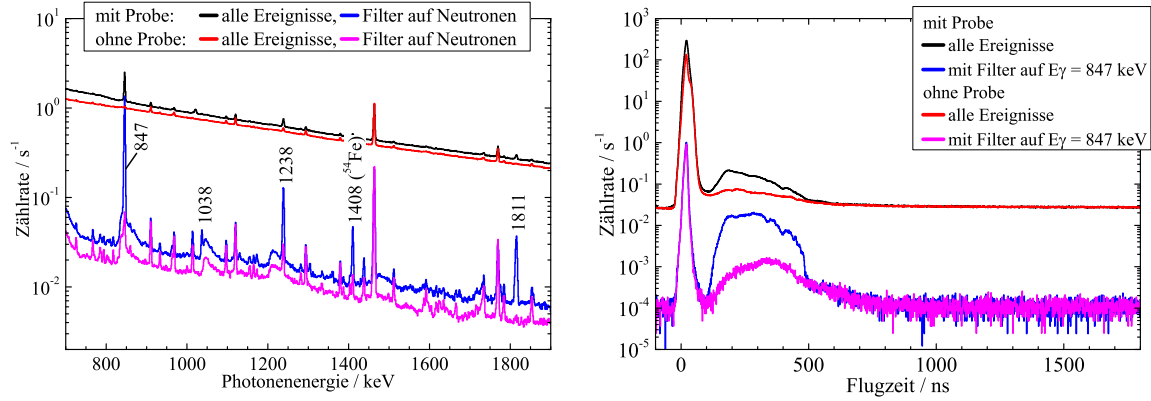


Abbildung 8.12: Mit dem HPGe-Detektor aufgenommenes Energie- (links) und Flugzeitspektrum (rechts). Neben den Gesamtspektren mit und ohne Probe sind auch gefilterte Spektren dargestellt, die nur solche Ereignisse enthalten, die bei Flugzeiten von mehr als 100 ns liegen bzw. die in einem schmalen Energiefenster um die 847 keV-Linie liegen.

dabei der interessierende Zustand auch oberhalb der Schwelle der darüberliegenden Niveaus durch sein Kinematikfenster eindeutig identifiziert werden kann.

Der Produktionsquerschnitt $\sigma(E_\gamma, E_{n,\text{in}})$ einer bestimmten Linie mit der Energie E_γ in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Neutrons $E_{n,\text{in}}$ ergibt sich aus der Anzahl der detektierten Photonen N_γ und der Anzahl der einfallenden Neutronen $N_{n,\text{samp}}$:

$$\sigma(E_\gamma, E_{n,\text{in}}) = \frac{N_\gamma(E_\gamma, E_{n,\text{in}})}{\varepsilon(E_\gamma) \cdot N_{n,\text{samp}}(E_{n,\text{in}}) \cdot N_{^{56}\text{Fe}}} \cdot \frac{1 - p_{\text{mult}}(E_\gamma, E_{n,\text{in}})}{f_{\text{trans},\gamma}(E_\gamma) \cdot W(E_{n,\text{in}}, 125^\circ)} \quad (8.11)$$

Dabei ist ε die Effizienz des Detektors und $N_{^{56}\text{Fe}}$ die Anzahl der ^{56}Fe Kerne in der Probe nach Gl. (8.7). p_{mult} , $f_{\text{trans},\gamma}$ und W sind Korrekturfaktoren für die inelastische Mehrfachstreuung und die Transmission und Winkelverteilung der emittierten Photonen und werden weiter unten diskutiert.

Um die Anzahl $N_\gamma(E_\gamma, E_{n,\text{in}})$ zu bestimmen, wurden aus dem zweidimensionalen T - E -Histogramm schmale Bereiche der Flugzeit in Schrittweiten von 120 TDC Kanälen à 97,66 ps auf die Energieachse projiziert. Die Anpassung von Gauß-Funktionen an die entsprechenden γ -Linien in diesen Spektren liefert $N_\gamma(E_\gamma, E_{n,\text{in}})$, wobei $E_{n,\text{in}}$ als Mittelwert der in die Neutronenenergie umgerechneten Grenzen des zur Projektion verwendeten Zeitfensters definiert ist. Die nach Gl. (8.8) berechnete einfallende Neutronenzahl muss über den selben Energiebereich integriert werden, um $N_{n,\text{samp}}(E_{n,\text{in}})$ zu erhalten.

Der Korrekturfaktor p_{mult} gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein Neutron in der Probe mehrfach inelastisch gestreut wird, aber nicht das Abregungsphoton des ersten Stoßes detektiert wird, sondern erst das eines späteren. Diese Ereignisse würden den Wirkungsquerschnitt eines bestimmten Überganges bei einer bestimmten Neutronenenergie künstlich erhöhen, obwohl das eingefallene Neutron eigentlich eine ganz andere Energie besaß. Um diesen Effekt zu korrigieren, wurde p_{mult} mit Hilfe von Simulationsrechnungen mit dem Programmpaket Geant4 [Ago03] bestimmt³. Das Ergebnis dieser Rechnung für die Detektion von 847 keV-Photonen sind in Abb. 8.13 dargestellt.

Die bei der Abregung der gestoßenen Kerne frei werdenden Photonen müssen noch eine gewisse Strecke innerhalb der Probe zurücklegen, bevor sie diese in Richtung des Detektors verlassen. Dabei werden einige von Ihnen absorbiert. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt⁴. Dazu wurden über die Probe zufällig verteilt Photonen isotrop gestartet. Die Verteilung der Startpositionen war dabei homogen senkrecht zum Strahl und exponentiell abnehmend in Richtung des Strahls, um die Abnah-

³Die in diesem Kapitel verwendeten Geant4-Simulationen wurden von Ralph Massarczyk durchgeführt.

⁴Diese Simulation wurde von Roland Hannaske durchgeführt.

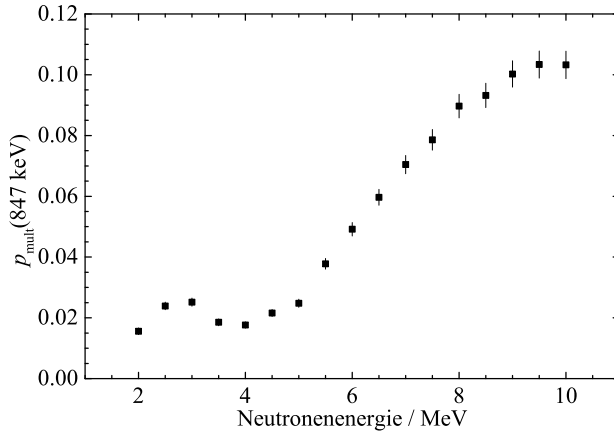


Abbildung 8.13: Wahrscheinlichkeit für die mehrfache inelastische Streuung eines einzelnen Neutrons mit der Detektion eines 847 keV-Photon aus einer anderen als der ersten Streuung.

Tabelle 8.5: Abschwächungskoeffizienten nach [Hub04] und die sich daraus ergebenden Transmissionsfaktoren der in der Probe startenden Photonen.

E_γ keV	μ/ρ / cm^2/g	$f_{\text{trans},\gamma}$
847	0,0653	0,781
1038	0,0590	0,798
1238	0,0538	0,813
1303	0,0525	0,817
1771	0,0455	0,838
1811	0,0450	0,840
2095	0,0420	0,850
2113	0,0419	0,850
2273	0,0409	0,853
2523	0,0393	0,858
2602	0,0388	0,860
2760	0,0378	0,863
2985	0,0363	0,867
3455	0,0348	0,873

me des Neutronenflusses mit der Eindringtiefe zu berücksichtigen. Bei den Definition des exponentiellen Abfalls wurde ein mittlerer totaler Wirkungsquerschnitt von 4 b angenommen. Nur die in Richtung des Detektors gestartet Photonen wurden betrachtet. Für diese wurde die Flugstrecke l_{path} innerhalb der Probe bestimmt. Die Abschwächung der Photonen wurde mittels einer exponentiellen Verteilung berücksichtigt, die unter Verwendung der in Ref. [Hub04] gegebenen Abschwächungskoeffizienten μ/ρ (siehe Tab. 8.5) erstellt wurde. Aus dieser Verteilung wurde für jedes Photon zufällig eine Abschwächungslänge l_{att} ausgewählt. Wenn l_{att} kleiner als l_{path} war, wurde das Photon als absorbiert aussortiert. Die in Tab. 8.5 gelisteten Transmissionsfaktoren $f_{\text{trans},\gamma}$ sind das Verhältnis der Zahlen von nicht absorbierten zu gestarteten Photonen.

Die Winkelverteilung $W(\theta)$ kann als Reihenentwicklung in Legendre-Polynomen ausgedrückt werden:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) + \dots \quad (8.12)$$

Da die Messung unter einem Winkel $\theta = 125^\circ$ durch geführt wurde, bei dem das Legendre-Polynom P_2 eine Nullstelle hat, kann dieser Term vernachlässigt werden. Terme höherer Ordnung sind wenn überhaupt nur schlecht vermessen, siehe z.B. [Smi76], daher werden diese ebenfalls als vernachlässigbar betrachtet und die Winkelverteilung als isotrop angenommen.

Die sich schließlich ergebenden Photonenproduktionsquerschnitte sind in Abb. 8.14 links dargestellt. Diese sind identisch mit dem inelastischen Streuquerschnitt für die Anregung des Kernniveaus, das sie entvölkern, bis zu der Schwellenenergie, ab welcher der nächsthöhere Zustand angeregt werden kann, der sich durch einen Übergang in dieses Niveau abregen kann. Um den reinen inelastischen Streuquerschnitt für einen Zustand mit der Anregungsenergie E_x über den gesamten Energiebereich der einfallenden Neutronen zu bestimmen, müssen die Photonenproduktionsquerschnitte der diesen Zustand bevölkernden Übergänge von der Summe der Querschnitte aller entvölkernden Übergänge abgezogen werden:

$$\sigma(E_x, E_{n,\text{in}}) = \sum_{\text{depopulate}} \sigma(E_{\gamma,i}, E_{n,\text{in}}) - \sum_{\text{populate}} \sigma(E_{\gamma,j}, E_{n,\text{in}}) \quad (8.13)$$

Der erste angeregte Zustand von ^{56}Fe , d.h. der unterste 2^+ -Zustand, wird nur durch den 847 keV Übergang ent- aber von fast alle darüberliegenden Kernniveaus aus bevölkert (vgl.

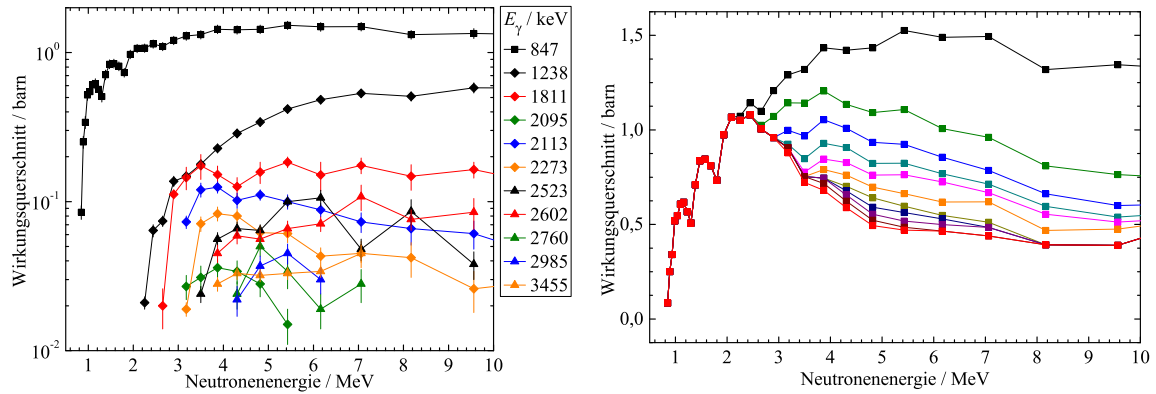


Abbildung 8.14: Links: Photonenproduktionsquerschnitte der beobachteten, den ersten angeregten Zustand be- und entvölkernden Übergänge. Rechts: Bestimmung des inelastischen Streuquerschnitts für die Anregung dieses Zustandes aus den links dargestellten Photonenproduktionsquerschnitten. Die Photonenproduktionsquerschnitte der den Zustand bevölkernden Übergänge werden sukzessive von dem den Zustand entvölkernden (schwarz) abgezogen bis sich schließlich der inelastische Streuquerschnitt für dieses Kernniveau ergibt (rot).

Abb. 8.1). In Abb. 8.14 rechts ist illustriert, wie sich der inelastischen Streuquerschnitt für die Anregung des 2^+ -Zustand aus dem Produktionsquerschnitt der 847 keV-Linie durch sukzessive Subtraktion der anderen beobachteten Übergänge ergibt. Diese Prozedur kann für alle beobachteten Kernniveaus durchgeführt werden. Für den ersten 2^+ -, den ersten 4^+ - und den ersten 6^+ -Zustand von ^{56}Fe sind die Ergebnisse in Abb. 8.15 zusammengefasst.

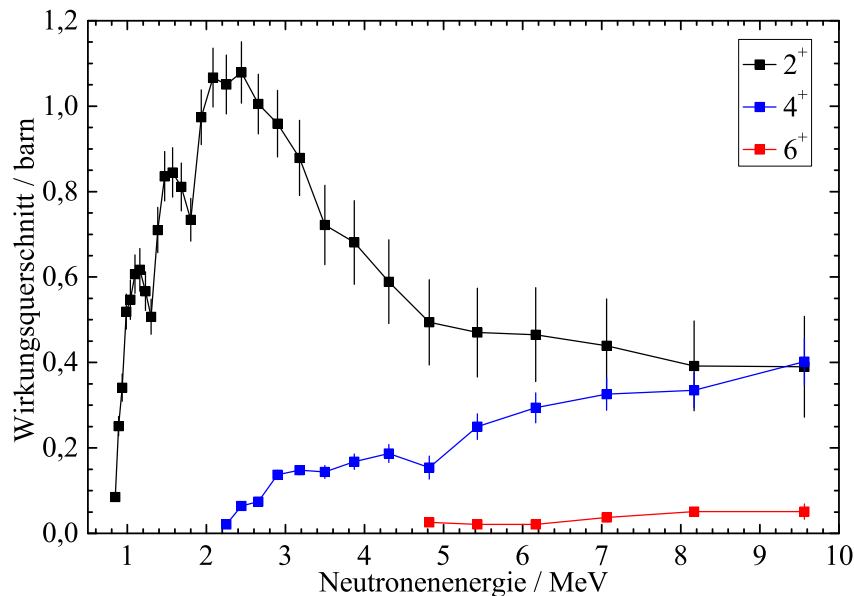


Abbildung 8.15: Inelastische Streuquerschnitte von ^{56}Fe für die Anregung der ersten 2^+ -, 4^+ - bzw. 6^+ -Zustandes bestimmte aus den mit dem HPGe-Detektor gemessenen Photonenproduktionsquerschnitten.

8.5 Vergleich der Messmethoden

In Abb. 8.16 ist das Ergebnis für den ersten 2^+ -Zustand im Vergleich zu den experimentellen Daten von Perey et al. [Per71] und den evaluierten Werten der ENDF- [ENDF] und JEFF-Datenbank [JEFF] dargestellt. Die Vergleichsdaten wurden innerhalb der Binbreiten der

nELBE Messung zur besseren Vergleichbarkeit gemittelt. Zusätzlich ist auch die mittels der Doppel-Flugzeit-Methode bestimmte Wirkungsquerschnitt eingetragen. Man sieht, dass auch die mittels HPGe-Messung bestimmten Werte im Verlauf sehr gut den Vergleichsdaten folgen. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen sie auch absolut mit den Perey-Daten überein. Besonders im Vergleich mit den evaluierten Daten erkennt man aber eine systematische Skalierung nach oben. Im Energiebereich von 900 bis 2000 keV beträgt das Verhältnis der HPGe-Punkte zu den Vergleichswerten im Mittel 1,15, 1,27, und 1,32 für die Perey-, ENDF- bzw. JEFF-Daten. Neuere Messungen an der GELINA Neutronenflugzeitanlage des Institute for Reference Materials and Measurements (IRMM), Geel, Belgien, geben auch Hinweise auf einen gegenüber den älteren Daten höheren Wirkungsquerschnitt [Plompen].

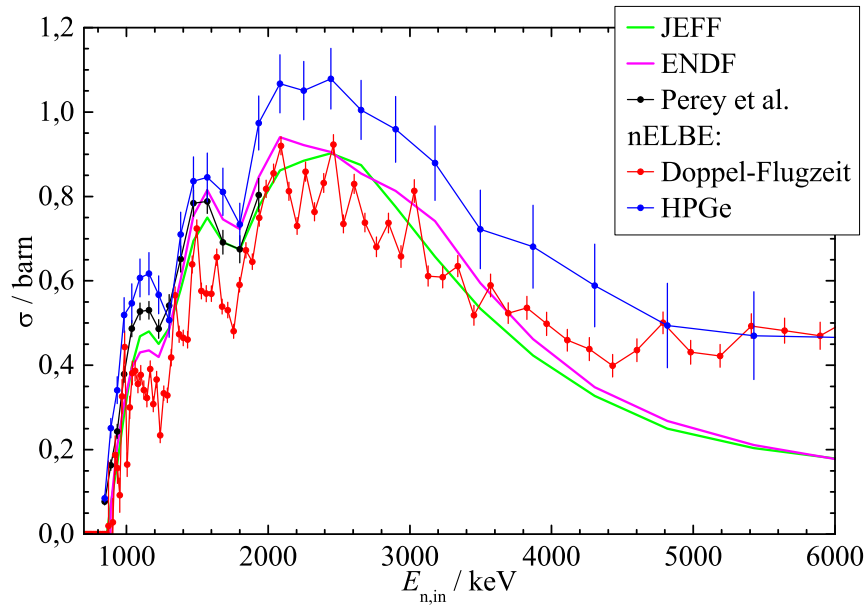


Abbildung 8.16: Der an nELBE mittels der Messung der Photonenproduktionsquerschnitte bestimmte inelastische Streuquerschnitt für die Anregung des ersten 2^+ -Zustandes von ^{56}Fe im Vergleich mit experimentellen und evaluierten Daten [Per71, ENDF, JEFF] und mit den mittels der Doppel-Flugzeit-Methode gemessenen Werte. Die Vergleichsdaten wurden innerhalb der Energieschrittweiten der nELBE-Messung zur besseren Vergleichbarkeit gemittelt.

Da die Ergebnisse der Doppel-Flugzeit-Methode systematisch tiefer und die mit dem HPGe-Detektor bestimmten Werte systematisch höher als die Vergleichsdaten liegen und beide Messungen gleichzeitig und mit der selben Datenaufnahme stattgefunden haben und für die Auswertung der Daten der selbe von der ^{235}U -Spaltkammer gemessene Neutronenfluss benutzt wurde und die gleichen Methoden zur Bestimmung der Totzeit angewandt wurden, so legt dies die Schlussfolgerung nahe, dass diese Schritte der Analyse korrekt durchgeführt wurden.

8.6 Winkelverteilungen und -korrelationen

Eine mögliche Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse könnten Winkelabhängigkeiten sein, die bisher vernachlässigt wurden. Durch die Senkrechte auf der Ebene, die durch den Flugvektor des einfallenden Neutrons und den Flugvektor des gestreuten Neutrons aufgespannt wird, wird eine ausgezeichnete Achse definiert. Es ist denkbar, dass das Abregungsphoton relativ zu dieser Achse in einer gewissen nicht isotropen Winkelverteilung emittiert wird. Bei ausschließlicher Messung des Photons ohne die koinzidente Detektion des gestreuten

Neutrons wird praktisch über alle möglichen Neutronenemissionswinkel integriert, wodurch die Winkelverteilung stark geglättet wird. Wird jedoch das Neutron detektiert, so wird damit die Streuebene fixiert und die Winkelverteilung des Photons wird wirksam. Theoretische Überlegungen dazu wurden von Eric Sheldon bereits 1963 angestellt [She63]. In Abb. 8.17 links ist ein Ergebnis seiner Berechnungen für die inelastische Streuung von Neutronen an ^{56}Fe dargestellt. Die Grafik zeigt die Veränderung des Streuquerschnitts in Abhängigkeit von den Polarwinkeln der emittierten Teilchen, d.h. Neutron und Photon. Die Definition der Streuwinkel ist in Abb. 8.17 rechts veranschaulicht. Man sieht, dass die Winkelverteilung um bis zu 40 % über den gesamten Winkelbereich variieren kann. In Tab. 8.6 sind die Winkelbereiche aufgelistet, die die verwendeten Plastik- und BaF_2 -Szintillatoren abdecken. Leider sind in der Arbeit von Sheldon diese Bereiche nicht betrachtet worden. Eine Anpassung seiner Rechnungen an unsere geometrischen Gegebenheiten ist noch nicht gelungen. Nach der Arbeit von Sheldon sind auch nur wenige theoretische und experimentelle Versuche unternommen worden die Winkelkorrelation bei der inelastischen Streuung zu bestimmen. Moderne Computerprogramme, die Winkelverteilungen aufgrund von Reaktionsmodellen bestimmen, wie z.B. TALYS [TALYS], beschränken sich auf die Winkelverteilung eines der beiden emittierten Teilchen. Ein Grund für mangelnde Messungen sind offensichtlich die geringen Zählraten, die bei solchen Koinzidenzexperimenten auftreten, wenn man eine möglichst feine Winkelauflösung erreichen will.

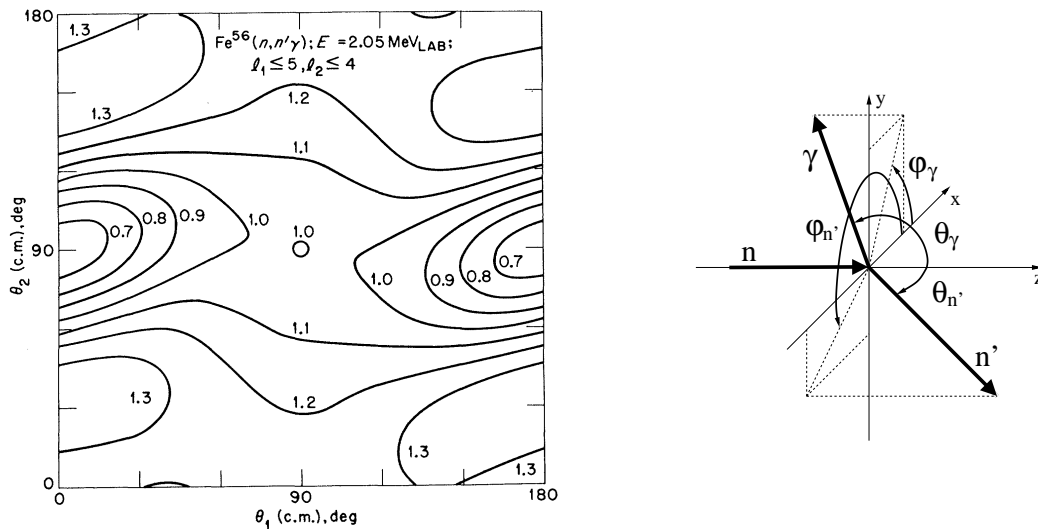


Abbildung 8.17: Links: Ergebnis von Winkelkorrelationsrechnungen entnommen aus Ref. [She63] (Fig.8). Dargestellt ist die Winkelverteilung in Abhängigkeit vom Emissionswinkel des gestreuten Neutrons $\theta_{n'} = \theta_1$ und des Abregungsphotons $\theta_\gamma = \theta_2$ für eine Energie des einfallenden Neutrons von 2,05 MeV und $\Delta\varphi = \varphi_\gamma - \varphi_{n'} = 0$. Die Verteilung ist für $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$ auf 1 normiert. **Rechts:** Definition der Streuwinkel.

Da man bei den an nELBE verwendeten beidseitig ausgelesenen Detektoren auch den Nachweisort innerhalb ihrer Ortsauflösung (vgl. Kap. 5.2 und 6.2.2) bestimmen kann, kann man auch versuchen innerhalb der abgedeckten Winkelbereiche die Winkelkorrelation aus den gemessenen Daten zu extrahieren. Dazu wurde für jedes registrierte Ereignis aus den longitudinalen Nachweisorten z_n und z_γ in den Szintillatoren, die sich nach Gl. (4.9) aus der Zeitdifferenz der Signale der beiden PMTs jedes Detektors ergeben, und den Mittenpositionen (x_n, y_n) und (x_γ, y_γ) für jedes koinzidente Ereignis die Streuwinkel $\theta_{n'}$, θ_γ und $\Delta\varphi$ berechnet. Dabei wurde zusätzlich ein zweidimensionales Fenster auf das Doppel-Flugzeit-Spektrum gelegt, das nur Ereignisse zulässt, die der inelastischen Streuung unter Anregung des ersten 2^+ -Zustandes von ^{56}Fe entsprechen. In Abb. 8.18 ist dieses Fenster in das Doppel-Flugzeit-Spektrum eingetragen. Dort sind auch die gemessenen Winkelverteilungen zu sehen.

Tabelle 8.6: Winkelabdeckung der Detektoren

Detektor	$\theta_{\min} / ^\circ$	$\theta_{\max} / ^\circ$	$\Delta\varphi / ^\circ$	Plastik				
				1	2	3	4	5
Plastik 1	63,0	117,0	BaF ₂	107,0	112,8	118,8	124,7	130,5
Plastik 2	62,6	117,4		101,0	106,9	112,8	118,8	124,6
Plastik 3	62,5	117,5		93,4	99,2	105,2	111,1	116,9
Plastik 4	62,6	117,4		83,8	89,7	95,6	101,6	107,4
Plastik 5	63,0	117,0		71,3	77,1	83,1	89,0	94,9
BaF ₂ 1	62,7	117,4		57,7	63,6	69,5	75,5	81,3
BaF ₂ 2	59,6	120,4		43,0	48,8	54,8	60,7	66,6
BaF ₂ 3	56,2	123,8		28,3	34,2	40,1	46,0	51,9
BaF ₂ 4	53,1	126,9		-54,5	-48,7	-42,8	-36,8	-31,0
BaF ₂ 5	50,3	129,7		-67,2	-61,4	-55,4	-49,5	-43,7
BaF ₂ 6	48,8	131,2		-82,0	-76,1	-70,2	-64,2	-58,4
BaF ₂ 7	48,9	131,2		-95,7	-89,9	-83,9	-78,0	-72,2
BaF ₂ 8	52,0	128,0		-107,2	-101,4	-95,5	-89,5	-83,7
BaF ₂ 9	51,6	128,5		-117,3	-111,5	-105,5	-99,6	-93,8
BaF ₂ 10	49,5	130,5		-125,2	-119,3	-113,4	-107,5	-101,6
BaF ₂ 11	49,7	130,3		-130,2	-124,3	-118,4	-112,4	-106,6
BaF ₂ 12	50,8	129,2						
BaF ₂ 13	53,8	126,2						
BaF ₂ 14	56,9	123,2						
BaF ₂ 15	60,1	119,9						
BaF ₂ 16	63,1	117,0						

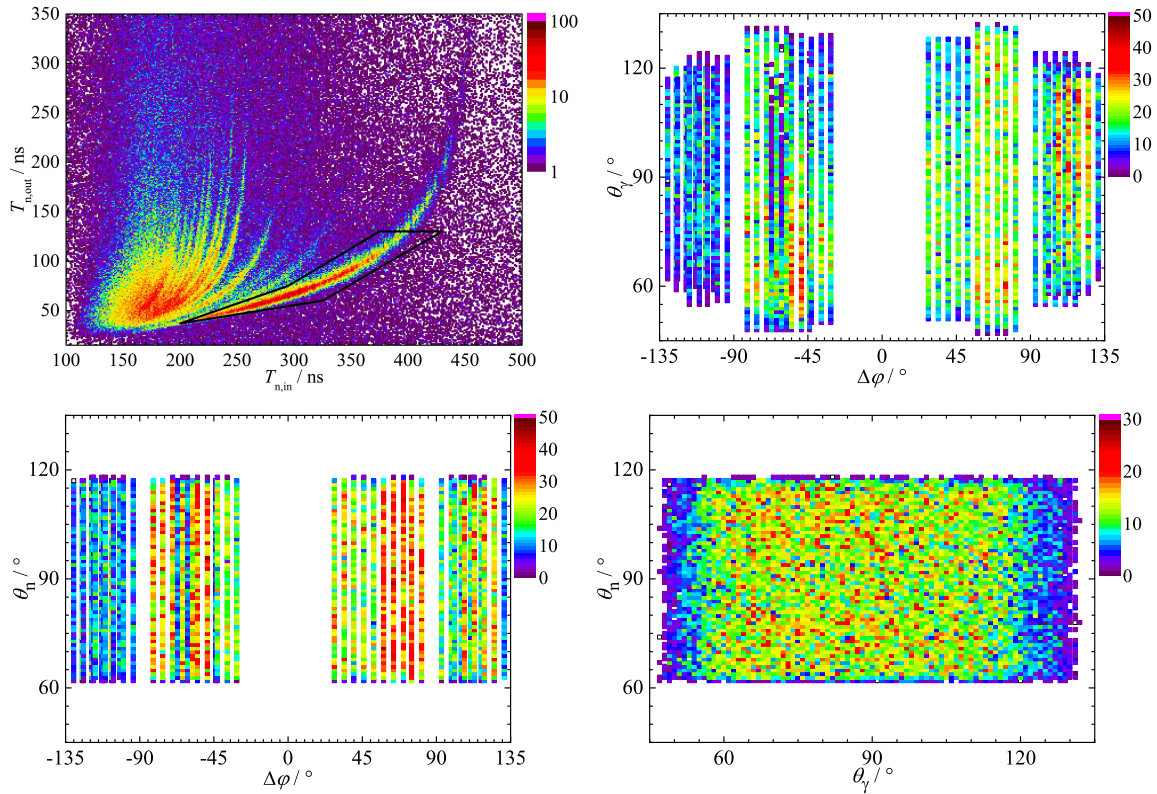


Abbildung 8.18: Links oben: Lage des für die Bestimmung der Winkelkorrelationsverteilungen benutzten Filterfensters (schwarz) im Doppel-Flugzeit-Histogramm. Unten und rechts oben: Winkelverteilungen der inelastischen Streuung unter Anregung des ersten 2^+ -Zustandes von ^{56}Fe . Eingetragen sind alle nachgewiesenen Ereignisse aller Detektorkombinationen in Abhängigkeit der in Abb. 8.17 definierten Streuwinkel. Die Ergebnisse der Messung ohne Probe wurden auf gleiche Messzeit (live) normiert und von den dargestellten Spektren bereits abgezogen.

Es wird deutlich, dass trotz des weiten Energiebereichs, den das Filterfenster abdeckt, die Zählstatistik nicht ausreicht, um signifikante Aussagen über die Winkelabhängigkeiten treffen zu können. Eine energieaufgelöste Untersuchung scheint nahezu unmöglich.

8.7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde am Beispiel von natürlichem Eisen der erste experimentelle Versuch unternommen, einen inelastischen Neutronen-Streuquerschnitt in einer kinematisch vollständigen Messung zu bestimmen. Durch Verwendung eines kontinuierlichen Neutronenspektrums und die Methode der koinzidenten Detektion von gestreutem Neutron und emittiertem Abregungs-Photon kann der winkel- und energiedifferentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/dE_n d\Omega_n d\Omega_\gamma$ für die Anregung bestimmter Kernniveaus über einen weiten Energiebereich auch oberhalb der Anregungsenergie höher gelegener Zustände gemessen werden.

Die mit dem Doppel-Flugzeit-Aufbau erhaltenen Informationen stellen eine gute Ergänzung zu den bereits vorhandenen Experimentdaten dar, da sie zu den bisher verwendeten Methoden der Messung der gestreuten Neutronen an mono-energetischen Neutronenquellen und der Messung der Abregungsphotonen an kontinuierlichen Neutronenquellen eine dritte Methode zur Bestimmung des selben Wirkungsquerschnittes bedeutet. Dadurch können systematische Unsicherheiten der evaluierten Daten reduziert werden.

Es sollte versucht werden in zukünftigen Experimenten mit effizienteren Detektoren und mit besserer Winkelauflösung die Winkelkorrelation genau zu bestimmen, um damit die Integration der winkeldifferentiellen Daten durchzuführen. Ein Array aus vielen LaBr_3 -Szintillationsdetektoren würde dafür gut geeignet sein. Es könnte sowohl eine hohe Granularität als auch hervorragende Zeitauflösung bieten und zudem durch eine sehr gute Energieauflösung eine weitere Reduktion des Untergrunds ermöglichen. Gleichzeitig sollte die Zahl der Plastik-Szintillationsdetektoren erhöht werden.

Danksagung

Ich danke allen, die zur Vollendung dieser Arbeit beigetragen haben:

Ich danke Herrn Prof. Grosse, Herrn Prof. Cowan und Andreas W. für die Möglichkeit die Arbeit am Institut für Strahlenphysik in der Abteilung Kernphysik durchführen zu können und ich danke den deutschen und europäischen Steuerzahlern für meine Finanzierung.

Ich danke Arnd für die intensive Betreuung, aber auch für die vielen Freiräume und das Vertrauen in mich.

Ich danke Ronald für sein ruhige Art, viele Lebensweisheiten und den Kuchen seiner Frau.

Ich danke meinen Doktoranden-Kollegen Toni, Roland, Ralph, Michele, Chithra, Martin und Gencho für den Spaß im und außerhalb des Büros.

Ich danke meinen PostDocs Joakim, Evert und Andrija für ihre aufbauenden Worte.

Ich danke Andreas H. für die vielen Ideen bei den zahlreichen Messaufbauten.

Ich danke Mathias für die große Unterstützung bei VME und VHDL Problemen. Du hast eine große Lücke hinterlassen.

Ich danke Daniela und Jens für meistens funktionierende Computertechnik.

Ich danke Klaus, Heiko und Maik für die vielen schönen elektronischen Spielzeuge.

Ich danke Manfred für unzählige ingenieurs-technische Meisterleistungen.

Ich danke allen gegenwärtigen und ehemaligen Kollegen der Abteilung und des Instituts für das angenehme, freundschaftliche Arbeitsklima.

Ich danke Ralf Nolte und seinen Kollegen für ihre Hilfe und Zusammenarbeit.

Ich danke meinen Eltern, meiner Oma und meinen Brüdern dafür, dass sie immer für mich da sind.

Zum Schluss danke ich meiner Jana für die Liebe und Emil für den Sonnenschein in meinem Leben.

Anhang A

Verwendete Elektronik

Tabelle A.1: Verwendete Elektronik Module

Modul	Produkt Nummer	genaue Bezeichnung	Hersteller
TDC	V1190A	128-ch Multi-Hit/Multi-Event TDC	CAEN ¹
ADC	V556	8-ch Peak Sensing ADC	CAEN ¹
FPGA	V1495	General Purpose VME Board	CAEN ¹
TAPS	V874B	4-ch BaF ₂ Calorimeter Readout Unit	CAEN ¹
FANOUT	N105	Dual Fan-Out 1 x 16	CAEN ¹
Scaler	SIS3820	Multi Purpose Scaler	SIS ²
RIO	RIO3-8064	Freescape-Based 6U VME Single Board Computer	CES ³
TriggerModlue	TRIVA3	Trigger Synchronisations Modul	GSI ⁴
NIM<->ECL	PS726	NIM/TTL/ECL Logic Level Translator	Phillips ⁵
Gate&Delay		8-ch 2fold Fan-Out/Gate&Delay	HZDR ⁶
CFD		Constant Fraction Discriminator	HZDR ⁶
Amp	671	Spectroscopic Amplifier	Ortec ⁷
fast Amp	579	Fast Filter Amplifier	Ortec ⁷

Tabelle A.2: Hersteller

Nr.	Hersteller
1	CAEN S.p.A Via della Vetraria 11, 55049 Viareggio Lucca, Italia www.caen.it
2	Struck Innovative Systeme GmbH Harksheider Str. 102A, 22399 Hamburg, Germany www.struck.de
3	Creative Electronic Systems SA Avenue Eugene-Lance 38, 1212 Grand-Lancy 1, Geneva, Switzerland www.ces.ch
4	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany www.gsi.de
5	Phillips Scientific c/o Canberra GmbH Walter-Flex-Str. 66, 65428 Rüsselsheim, Germany www.phillipsscientific.com
6	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Inhouse Entwicklung Klaus Heidel
7	Ortec c/o AMETEK GmbH Rudolf-Diesel-Strasse 16, 40670 Meerbusch, Germany www.ortec-online.com

Anhang B

Vollständige Elektronik-Schemata

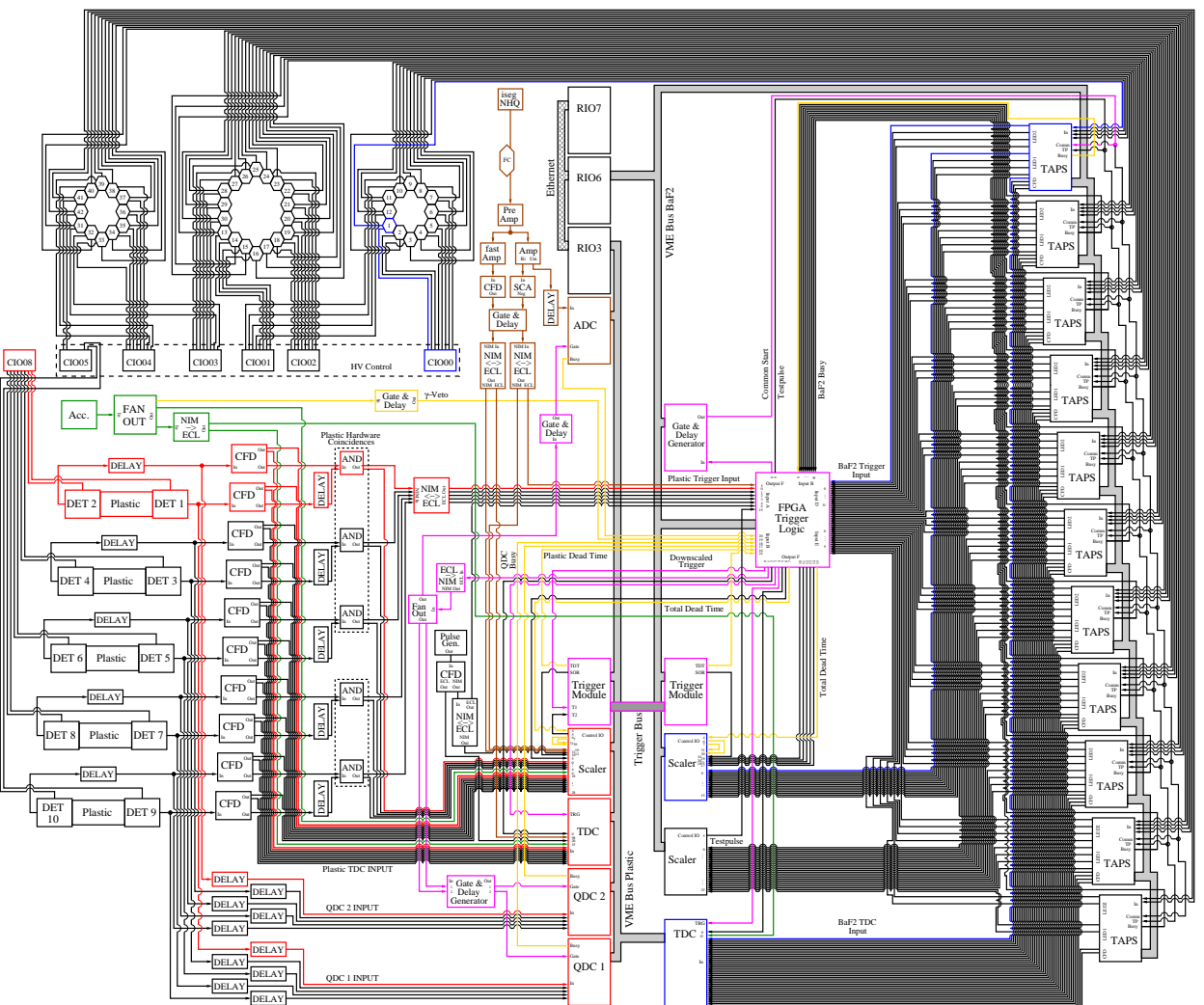


Abbildung B.1: Schema der Version 1 des Elektronikaufbaus mit den verschiedenen Signalpfaden für Neutronendetektor (rot), Photonendetektor (blau), Spaltkammer (braun), Beschleuniger (grün), Trigger- (magenta) und Veto/Totzeit-Signale (gelb).

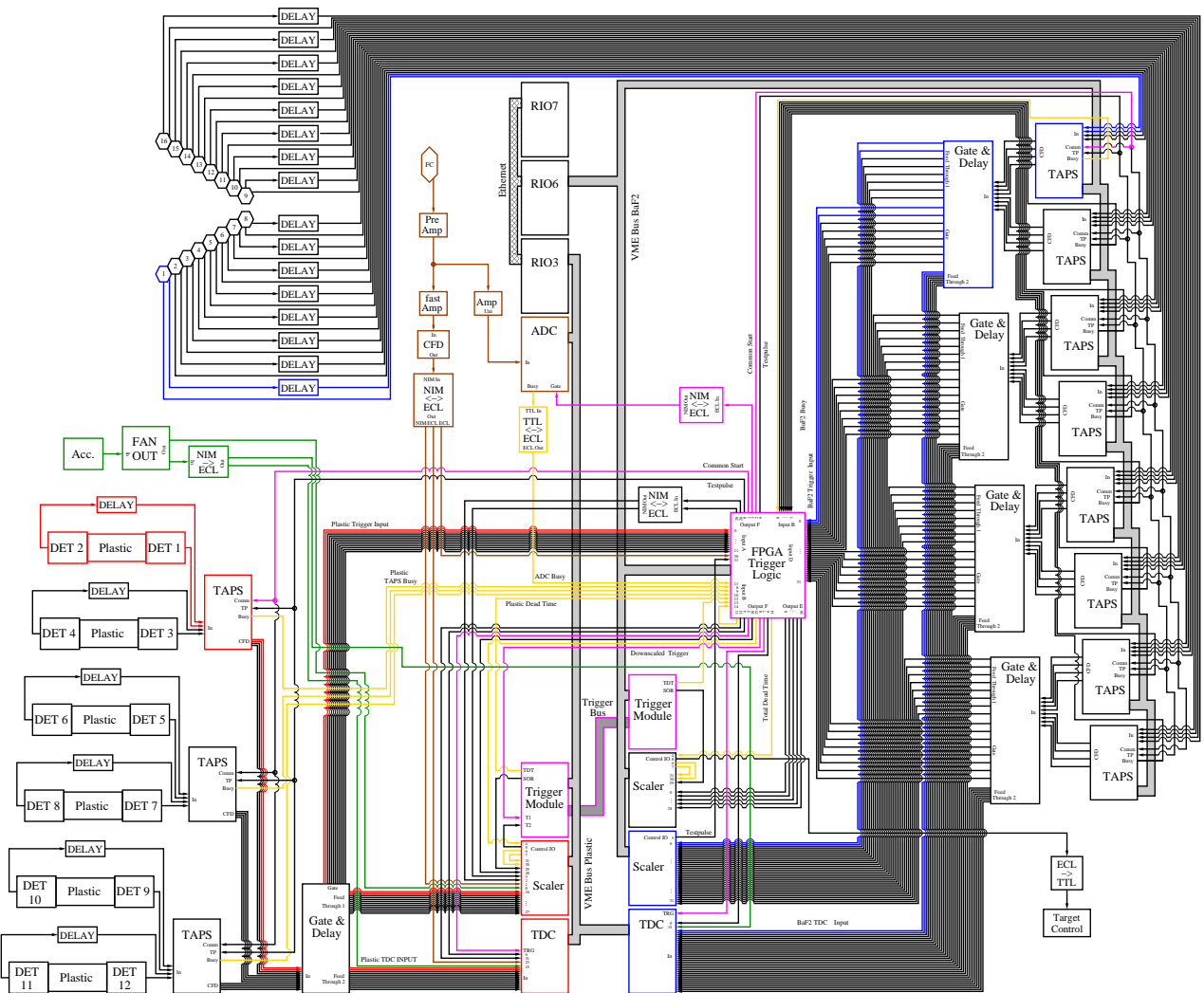


Abbildung B.2: Schema der Version 2 des Elektronikaufbaus mit den verschiedenen Signalpfaden für Neutronendetektor- (rot), Photondetektor- (blau), Spaltkammer- (braun), Beschleuniger- (grün), Trigger- (magenta) und Veto/Totzeit-Signale (gelb).

Anhang C

Datenstruktur

Scaler:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
Messwert																															

ADC Header:

15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
1	aufgen. Kanäle				Ereignis-Zähler										

ADC Daten:

15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	Kanal				Messwert										

TDC Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	0	0	0	0		Kanal								Messwert																	

TDC Trailer:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
1	0	0	0	0	Status				Wort-Zähler																GEO						

Trigger Zeitpunkt:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
1	0	0	0	1		Trigger Zeitpunkt / 800 ns																									

TAPS Header:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO					0	1	0	Crate									aufgenommene Kanäle															

TAPS Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0	0	0		Kanal									UN	OV	Messwert											

TAPS Trailer:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO					1	0	0	Ereignis-Zähler																								

QDC Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0	0	0		Kanal									UN	OV	Messwert											

QDC Trailer:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO					1	0	0	Ereignis-Zähler																								

Abbildung C.1: Struktur der Daten der verschiedenen VME Modultypen.

Zeit:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0/1	Real oder Live Zeit / 100ms																									

Zeitstempel:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0/1	Zeitstempel / ms																									

Scaler:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					Kanal					Auflösung					Messwert (bit-weise verschoben um "Auflösung" bits)																

ADC Header:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO																	1	aufgen. Kanäle					Ereignis-Zähler									

ADC Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO																	0	Kanal		Messwert												

TDC Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					1	Kanal					Messwert																				

TDC Trailer:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0	Status					Wort-Zähler																				

Trigger Zeitpunkt:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					Trigger Zeitpunkt / 800 ns																										

TAPS Header:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO					0	1	0	Crate										aufgenommene Kanäle														

TAPS Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0	0	0						Kanal					UN OV		Messwert											

TAPS Trailer:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
GEO					1	0	0	Ereignis-Zähler																								

OPC Header:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					Zahl der OPC Datenworte																										

Absorberwechsel Flag:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO																															
																															Absorber

Probenwechsel Flag:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO																															
																															Probe

Veto Header:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					Zahl der Veto Datenworte																										

Test Datum:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					Ereignis-Zähler																										

QDC Daten:

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					0	0	0						Kanal					UN OV		Messwert											

QDC Trailer:

QDC-Header:																															
31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
GEO					1	0	0	Ereignis-Zähler																							

Abbildung C.2: Von MBS angepasste Struktur der Daten.

Tabelle C.1: Zuordnung der GEO Identifikationsbits in beiden Versionen der Datenaufnahmeelektronik.

GEO	binär	Version 1	Version 2
0	00000	Real / Live Time	Real / Live Time
1	00001	Zeitstempel	Zeitstempel
2	00010	Plastik Scaler	Plastik Scaler
3	00011	BaF ₂ Scaler 1	BaF ₂ Scaler 1
4	00100	BaF ₂ Scaler 2	BaF ₂ Scaler 2
5	00101	ADC	ADC
6	00110	Plastik TDC Daten	Plastik TDC
7	00111	BaF ₂ TDC Daten	BaF ₂ TDC
8	01000	QDC	Plastik Trigger Zeit
9	01001	QDC	BaF ₂ Trigger Zeit
10	01010		
11	01011	BaF ₂ TAPS 1	BaF ₂ TAPS 1
12	01100	BaF ₂ TAPS 2	BaF ₂ TAPS 2
13	01101	BaF ₂ TAPS 3	BaF ₂ TAPS 3
14	01110	BaF ₂ TAPS 4	BaF ₂ TAPS 4
15	01111	BaF ₂ TAPS 5	BaF ₂ TAPS 5
16	10000	BaF ₂ TAPS 6	BaF ₂ TAPS 6
17	10001	BaF ₂ TAPS 7	BaF ₂ TAPS 7
18	10010	BaF ₂ TAPS 8	BaF ₂ TAPS 8
19	10011	BaF ₂ TAPS 9	
20	10100	BaF ₂ TAPS 10	
21	10101	BaF ₂ TAPS 11	
22	10110		Plastik TAPS 1
23	10111		Plastik TAPS 2
24	11000		Plastik TAPS 3
25	11001		
26	11010		OPC Header
27	11011		Absorber Wechsel Flag
28	11100		Target Wechsel Flag
29	11101		VETO Header
30	11110	Plastik TDC Trailer	Test Data
31	11111	BaF ₂ TDC Trailer	

Anhang D

Bestimmung der Kinematik-Fenster

Stoßkinematik

In diesem Kapitel wird die kinetische Energie $E_{\text{kin,out}}$ eines inelastisch gestreuten Neutrons nach der Streuung in Abhängigkeit von der kinetischen Energie $E_{\text{kin,in}}$ vor der Streuung bestimmt.

In der Berechnung wird die Konvention $c = 1$ und folgende Nomenklatur verwendet:

E_{in}	...	Gesamtenergie des einfallenden Neutrons
p_{in}	...	Impuls des einfallenden Neutrons
E_{out}	...	Gesamtenergie des gestreuten Neutrons
p_{out}	...	Impuls des gestreuten Neutrons
m_{n}	...	Neutronenruheenergie
m_{t}	...	Ruheenergie des Targetkerns
E_{x}	...	Anregungsenergie des Targetkerns nach der Streuung
θ	...	Streuwinkel

Bei der Streuung gilt die Erhaltung von Impuls und Energie:

$$(E_{\text{in}}, \vec{p}_{\text{in}}) + (E_{\text{t}}, \vec{p}_{\text{t}}) = (E_{\text{out}}, \vec{p}_{\text{out}}) + (E_{\text{t}*}, \vec{p}_{\text{t}*}) \quad (\text{D.1})$$

Dabei gilt:

$$E_{\text{in}} = E_{\text{kin,in}} + m_{\text{n}} \quad (\text{D.2})$$

$$E_{\text{out}} = E_{\text{kin,out}} + m_{\text{n}} \quad (\text{D.3})$$

und da sich der Targetkern vor dem Stoß in Ruhe befindet:

$$p_{\text{t}} = 0 \quad (\text{D.4})$$

$$E_{\text{t}} = m_{\text{t}} \quad (\text{D.5})$$

Mit den Relationen

$$(E_1, \vec{p}_1) (E_2, \vec{p}_2) = E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos \theta \quad \text{und} \quad (\text{D.6})$$

$$(E, \vec{p})^2 = E^2 - p^2 = m^2 \quad (\text{D.7})$$

erhält man nach Umordnung und Quadrierung von Gleichung (D.1):

$$[(E_{\text{in}}, \vec{p}_{\text{in}}) + (m_{\text{t}}, 0) - (E_{\text{out}}, \vec{p}_{\text{out}})]^2 = [(E_{\text{t}*}, \vec{p}_{\text{t}*})]^2 \quad (\text{D.8})$$

$$2m_{\text{n}}^2 + m_{\text{t}}^2 + 2(E_{\text{in}}, \vec{p}_{\text{in}}) (m_{\text{t}}, 0) - 2(m_{\text{t}}, 0) (E_{\text{out}}, \vec{p}_{\text{out}}) - 2(E_{\text{in}}, \vec{p}_{\text{in}}) (E_{\text{out}}, \vec{p}_{\text{out}}) = m_{\text{t}*}^2 \quad (\text{D.9})$$

$$E_{\text{in}} m_{\text{t}} - E_{\text{out}} m_{\text{t}} - E_{\text{in}} E_{\text{out}} + p_{\text{in}} p_{\text{out}} \cos \theta = \frac{m_{\text{t}*}^2 - 2m_{\text{n}}^2 - m_{\text{t}}^2}{2} \quad (\text{D.10})$$

wobei $m_{\text{t}*} = m_{\text{t}} + E_{\text{x}}$ ist.

Mit der Relation $p_{\text{out}} = \sqrt{E_{\text{out}}^2 - m_{\text{n}}^2}$ ergibt sich:

$$E_{\text{out}}(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) - p_{\text{in}} \sqrt{E_{\text{out}}^2 - m_{\text{n}}^2} \cos \theta = E_{\text{in}} m_{\text{t}} + \frac{m_{\text{t}}^2 + 2m_{\text{n}}^2 - m_{\text{t}^*}^2}{2} \quad (\text{D.11})$$

Mit den Definitionen:

$$M := \frac{m_{\text{t}}^2 + 2m_{\text{n}}^2 - m_{\text{t}^*}^2}{2} \quad \text{und} \quad (\text{D.12})$$

$$K := E_{\text{in}} m_{\text{t}} + M \quad (\text{D.13})$$

erhält man durch Umstellung und Quadrierung von Gl. (D.11):

$$[E_{\text{out}}(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) - K]^2 = \left[\sqrt{E_{\text{out}}^2 - m_{\text{n}}^2} \cdot p_{\text{in}} \cos \theta \right]^2 \quad (\text{D.14})$$

$$E_{\text{out}}^2(m_{\text{t}} + E_{\text{in}})^2 + K^2 - 2K E_{\text{out}}(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) = (E_{\text{out}}^2 - m_{\text{n}}^2) p_{\text{in}}^2 \cos^2 \theta \quad (\text{D.15})$$

$$E_{\text{out}}^2 \cdot ((m_{\text{t}} + E_{\text{in}})^2 - p_{\text{in}}^2 \cos^2 \theta) - E_{\text{out}} \cdot 2K(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) + K^2 + m_{\text{n}}^2 p_{\text{in}}^2 \cos^2 \theta = 0 \quad (\text{D.16})$$

woraus mit $p_{\text{in}}^2 = E_{\text{in}}^2 - m_{\text{n}}^2$ folgt:

$$\begin{aligned} E_{\text{out}}^2 \cdot ((m_{\text{t}} + E_{\text{in}})^2 - (E_{\text{in}}^2 - m_{\text{n}}^2) \cos^2 \theta) \\ - E_{\text{out}} \cdot 2K(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) + K^2 + m_{\text{n}}^2(E_{\text{in}}^2 - m_{\text{n}}^2) \cos^2 \theta = 0 \end{aligned} \quad (\text{D.17})$$

Definiert man:

$$A := (m_{\text{t}} + E_{\text{in}})^2 - (E_{\text{in}}^2 - m_{\text{n}}^2) \cos^2 \theta, \quad (\text{D.18})$$

$$B := -2K(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) = -2(E_{\text{in}} m_{\text{t}} + M)(m_{\text{t}} + E_{\text{in}}) \quad \text{und} \quad (\text{D.19})$$

$$C := K^2 + m_{\text{n}}^2(E_{\text{in}}^2 - m_{\text{n}}^2) \cos^2 \theta = (E_{\text{in}} m_{\text{t}} + M)^2 + m_{\text{n}}^2(E_{\text{in}}^2 - m_{\text{n}}^2) \cos^2 \theta \quad (\text{D.20})$$

so hat man die Quadratische Gleichung

$$E_{\text{out}}^2 \cdot A + E_{\text{out}} \cdot B + C = 0 \quad (\text{D.21})$$

zu lösen.

Es ergibt sich:

$$E_{\text{out}} = \frac{1}{2A} \cdot \begin{cases} (-B + \sqrt{B^2 - 4AC}) & \text{wenn } \theta < 90^\circ \\ -B & \text{wenn } \theta = 90^\circ \\ (-B - \sqrt{B^2 - 4AC}) & \text{wenn } \theta > 90^\circ \end{cases} \quad (\text{D.22})$$

$$-B \quad \text{wenn } \theta = 90^\circ \quad (\text{D.23})$$

$$(-B - \sqrt{B^2 - 4AC}) \quad \text{wenn } \theta > 90^\circ \quad (\text{D.24})$$

Schließlich ist:

$$E_{\text{kin,out}} = E_{\text{out}} - m_{\text{n}} \quad (\text{D.25})$$

Breite des Kinematikfensters auf die Energie

Die Breite des Kinematikfensters wird über die Unsicherheit der Energie des gestreuten Neutrons $\Delta E_{\text{kin,out}}$ definieren. Diese wird durch Fehlerfortpflanzung aus der Unsicherheit der Energie des einfallenden Neutrons $\Delta E_{\text{kin,in}}$ berechnet. Dazu werden die Ableitungen der Gln. (D.18) bis (D.20) nach $E_{\text{kin,in}}$,

$$(\text{D.18}) \Rightarrow \frac{dA}{dE_{\text{in}}} = 2(m_{\text{t}} + E_{\text{in}} \sin^2 \theta) \quad (\text{D.26})$$

$$(\text{D.19}) \Rightarrow \frac{dB}{dE_{\text{in}}} = -2(M + 2E_{\text{in}} m_{\text{t}} + m_{\text{t}}^2) \quad (\text{D.27})$$

$$(\text{D.20}) \Rightarrow \frac{dC}{dE_{\text{in}}} = 2[M m_{\text{t}} + E_{\text{in}}(m_{\text{t}}^2 + m_{\text{n}}^2 \cos^2 \theta)] \quad (\text{D.28})$$

und die partiellen Ableitungen der Gln. (D.22) bis (D.24) nach A , B und C benötigt:

$$(D.22) \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial A} = -\frac{1}{2A} \left(2E_{\text{out}} + \frac{2C}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \\ \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial B} = \frac{1}{2A} \left(-1 + \frac{B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \\ \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial C} = \frac{1}{2A} \left(\frac{2A}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \end{cases} \quad (D.29)$$

$$(D.23) \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial A} = \frac{-E_{\text{out}}}{A} \\ \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial B} = \frac{E_{\text{out}}}{B} \end{cases} \quad (D.30)$$

$$(D.24) \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial A} = -\frac{1}{2A} \left(2E_{\text{out}} - \frac{2C}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \\ \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial B} = \frac{1}{2A} \left(-1 - \frac{B}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \\ \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial C} = \frac{1}{2A} \left(-\frac{2A}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \right) \end{cases} \quad (D.31)$$

Damit können die totale Ableitungen $\frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}}$ für die verschiedenen Fälle der Gln. (D.22)-(D.24) berechnet werden:

$$\frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} = \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial A} \frac{dA}{dE_{\text{in}}} + \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial B} \frac{dB}{dE_{\text{in}}} + \frac{\partial E_{\text{out}}}{\partial C} \frac{dC}{dE_{\text{in}}} \quad (D.32)$$

Es ergeben sich die Relationen:

$$(D.22) \Rightarrow \frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} = \frac{1}{2A} \left[-2E_{\text{out}} \frac{dA}{dE_{\text{in}}} - \frac{dB}{dE_{\text{in}}} + \frac{1}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \left(-2C \frac{dA}{dE_{\text{in}}} + B \frac{dB}{dE_{\text{in}}} - 2A \frac{dC}{dE_{\text{in}}} \right) \right] \quad (D.33)$$

$$(D.23) \Rightarrow \frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} = E_{\text{out}} \left(-\frac{1}{A} \frac{dA}{dE_{\text{in}}} + \frac{1}{B} \frac{dB}{dE_{\text{in}}} \right) \quad (D.34)$$

$$(D.24) \Rightarrow \frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} = \frac{1}{2A} \left[-2E_{\text{out}} \frac{dA}{dE_{\text{in}}} - \frac{dB}{dE_{\text{in}}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \left(-2C \frac{dA}{dE_{\text{in}}} + B \frac{dB}{dE_{\text{in}}} - 2A \frac{dC}{dE_{\text{in}}} \right) \right] , \quad (D.35)$$

die unter Verwendung der Gln. (D.26) bis (D.28) berechnet werden können.

Schließlich ergibt sich $\Delta E_{\text{kin,out}}$ unter Ausnutzung der Gln. (D.2) und (D.3) zu:

$$\Delta E_{\text{kin,out}} \stackrel{(D.3)}{=} \Delta E_{\text{out}} = \left| \frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} \right| \cdot \Delta E_{\text{in}} \stackrel{(D.2)}{=} \left| \frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} \right| \cdot \Delta E_{\text{kin,in}} , \quad (D.36)$$

d.h.

$$\Delta E_{\text{kin,out}} = \left| \frac{dE_{\text{out}}}{dE_{\text{in}}} \right| \cdot \Delta E_{\text{kin,in}} \quad (D.37)$$

Unsicherheit der Energie des einfallenden Neutrons

Die Unsicherheit der kinetischen Energie des einfallenden Neutrons $\Delta E_{\text{kin,in}}$ bestimmt sich aus der Unsicherheit der Flugzeitmessung. Dabei spielen folgende Größen eine Rolle:

- d_t ... Flugstrecke von der Neutronenquelle zur Probe
- d_{baf} ... Flugstrecke von der Probe zum Photonendetektor
- f_{TDCres} ... Auflösung des TDCs
- c ... Vakuumlichtgeschwindigkeit
- $t_{\gamma,\text{baf}}$... Gefittete Position des Photonenflashes im unkalibrierten Flugzeitspektrum des Photonendetektors
- $\Delta t_{\gamma,\text{baf}}$... FWHM des Photonenflashes

Aus der gemessenen Zeitdifferenz t_{baf} in Einheiten der TDC Auflösung f_{TDCres} relativ zum Beschleunigerreferenzsignal berechnet sich die Flugzeit T_{in} des einfallenden Neutrons von der Neutronenquelle zur Probe unter Beachtung der Flugzeit des Abregungsphotons von der Probe zum Photonendetektor wie folgt:

$$T_{\text{baf}} = f_{\text{TDCres}}(t_{\text{baf}} - t_{\gamma,\text{baf}}) + T_{\gamma,\text{baf}} \quad \Delta T_{\text{baf}} = \sqrt{\Delta T_{\gamma,\text{baf}}^2 + (f_{\text{TDCres}} \Delta t_{\gamma,\text{baf}})^2} \quad (\text{D.38})$$

$$T_{\text{in}} = T_{\text{baf}} - \frac{d_{\text{baf}}}{c} \quad \Delta T_{\text{in}} = \sqrt{\Delta T_{\text{baf}}^2 + \left(\frac{\Delta d_{\text{baf}}}{c}\right)^2} \quad (\text{D.39})$$

wobei $T_{\gamma,\text{baf}}$ die Flugzeit von Photonen über die Strecke von der Neutronenquelle über die Probe bis zum Photonendetektor ist:

$$T_{\gamma,\text{baf}} = \frac{d_t + d_{\text{baf}}}{c} \quad \Delta T_{\gamma,\text{baf}} = \frac{1}{c} \sqrt{\Delta d_t^2 + \Delta d_{\text{baf}}^2} \quad (\text{D.40})$$

Über die Geschwindigkeit der Neutronen,

$$v_{\text{in}} = \frac{d_t}{T_{\text{in}}} \quad \Delta v_{\text{in}} = v_{\text{in}} \sqrt{\left(\frac{\Delta d_t}{d_t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{\text{in}}}{T_{\text{in}}}\right)^2}, \quad (\text{D.41})$$

ergibt sich

$$E_{\text{kin,in}} = m_n \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{in}}}{c}\right)^2}} - 1 \right) \quad \Delta E_{\text{kin,in}} = \frac{m_n \frac{v_{\text{in}}}{c^2} \Delta v_{\text{in}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{in}}}{c}\right)^2}^3} \quad (\text{D.42})$$

Breite des Kinematikfensters auf die Flugzeit

Die Breite des zeitlichen Kinematikfensters ΔT_{out} wird zum einen durch Fortpflanzung der Unsicherheit ΔT_{in} der Flugzeit des einfallenden Neutrons und zum anderen durch die Unsicherheit $\Delta T_{\text{out,exp}}$ der Messung der Flugzeit des gestreuten Neutrons bestimmt. Aus den in den vorangegangenen Abschnitten bestimmten Größen kann der durch T_{in} bedingte Anteil $\Delta T_{\text{out,th}}$ berechnet werden. Hierzu werden noch folgende Größen benötigt:

- d_{pl} ... Flugstrecke von der Probe zum Neutronendetektor
- $t_{\gamma,\text{pl}}$... Gefittete Position des Photonenflashes im unkalibrierten Flugzeitspektrum des Neutronendetektors
- $\Delta t_{\gamma,\text{pl}}$... FWHM des Photonenflashes

Die Flugzeit $T_{\text{out,th}}$ wird aus der durch Gl. (D.25) bestimmten Energie $E_{\text{kin,out}}$ und der nach Gl. (D.37) bestimmten Unsicherheit $\Delta E_{\text{kin,out}}$ über den Zwischenschritt der Geschwindigkeit v_{out} berechnet:

$$v_{\text{out}} = c \sqrt{1 - \left(\frac{E_{\text{kin,out}}}{m_n} + 1 \right)^{-2}} \quad \Delta v_{\text{out}} = \frac{m_n^2 c^2 \Delta E_{\text{kin,out}}}{v_{\text{out}} (E_{\text{kin,out}} - m_n)^3} \quad (\text{D.43})$$

$$T_{\text{out,th}} = \frac{d_{\text{pl}}}{v_{\text{out}}} \quad \Delta T_{\text{out,th}} = T_{\text{out,th}} \sqrt{\left(\frac{\Delta d_{\text{pl}}}{d_{\text{pl}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_{\text{out}}}{v_{\text{out}}}\right)^2} \quad (\text{D.44})$$

Der durch die Messunsicherheit direkt bedingte Anteil $\Delta T_{\text{out,exp}}$ ergibt sich aus der gemessenen Zeitdifferenz t_{pl} relativ zum Beschleunigerreferenzsignal:

$$T_{\text{pl}} = f_{\text{TDCres}}(t_{\text{pl}} - t_{\gamma,\text{pl}}) + T_{\gamma,\text{pl}} \quad \Delta T_{\text{pl}} = \sqrt{\Delta T_{\gamma,\text{pl}}^2 + (f_{\text{TDCres}} \Delta t_{\gamma,\text{pl}})^2} \quad (\text{D.45})$$

$$T_{\text{out,exp}} = T_{\text{pl}} - T_{\text{in}} \quad \Delta T_{\text{out,exp}} = \sqrt{\Delta T_{\text{pl}}^2 + \Delta T_{\text{in}}^2} \quad (\text{D.46})$$

Wobei die Flugzeit von Photonen über die Strecke von der Neutronenquelle über die Probe bis zum Neutronendetektor

$$T_{\gamma,\text{pl}} = \frac{d_{\text{t}} + d_{\text{pl}}}{c} \quad \Delta T_{\gamma,\text{pl}} = \frac{1}{c} \sqrt{\Delta d_{\text{t}}^2 + \Delta d_{\text{pl}}^2} \quad (\text{D.47})$$

verwendet wurde.

Schließlich ergibt sich die Gesamtbreite des zeitlichen Kinematikfensters zu

$$\Delta T_{\text{out}} = \Delta T_{\text{out,th}} + \Delta T_{\text{out,exp}} \quad (\text{D.48})$$

Zusammenfassung

Das Kinematikfenster für die Flugzeit der einfallenden Neutronen T_{in} ist als das folgende Zeitintervall definiert:

$$\boxed{\text{kin.win.}(T_{\text{in}}) = [T_{\text{out,th}} - \Delta T_{\text{out}}, T_{\text{out,th}} + \Delta T_{\text{out}}]} \quad (\text{D.49})$$

Wobei sich $T_{\text{out,th}}$ nach Gl. (D.44) und ΔT_{out} nach Gl. (D.48) berechnet.

Literaturverzeichnis

- [Ago03] S. Agostinelli et al.
„*Geant4 - A simulation toolkit*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (203) 250–303.
- [Alt03] E. Altstadt, C. Beckert, S. Eckert, H. Freiesleben, V. Galindo, E. Grosse, B. Naumann und F.-P. Weiß.
„*Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie - Teilbericht: Auslegung des Neutronen-Produktionstargets*“.
Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-369.
Forschungszentrum Rossendorf, 2003.
- [Alt05] E. Altstadt, C. Beckert, R. Beyer, H. Freiesleben, V. Galindo, M. Greschner, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, B. Naumann, S. Schneider, K. Seidel, A. Wagner und F.-P. Weiß.
„*Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie - Abschlussbericht*“.
Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-426.
Forschungszentrum Rossendorf, 2005.
- [Alt07] E. Altstadt, C. Beckert, H. Freiesleben, V. Galindo, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, B. Naumann, S. Schneider, R. Schlenk, A. Wagner und F.-P. Weiß.
„*A photo-neutron source for time-of-flight measurements at the radiation source ELBE*“.
Annals of Nuclear Energy 34 (2007) 36–50.
- [Bey04] R. Beyer.
„*Pulsformanalyse mit BaF₂-Detektoren*“.
Interner Bericht, Forschungszentrum Rossendorf, 2004.
<http://www.fzd.de/db/Cms?p0id=22808>.
- [Bey05] R. Beyer.
„*Aufbau und Entwicklung von Neutronen-Flugzeit-Detektoren für die Untersuchung astrophysikalisch interessanter (γ, n)-Reaktionen*“.
Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2005.
<http://www.db-thueringen.de/servlets/DerivateServlet/Derivate-8025/diplomarbeit.pdf>.
- [Bey07] R. Beyer, E. Grosse, K. Heidel, J. Hutsch, A. R. Junghans, J. Klug, D. Légrády, R. Nolte, S. Röttger, M. Sobiella und A. Wagner.
„*Proton-recoil detectors for time-of-flight measurements of neutrons with kinetic energies from some tens of keV to a few MeV*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 575 (2007) 449–455.
- [Bey13] R. Beyer, E. Birgersson, Z. Elekes, A. Ferrari, E. Grosse, R. Hannaske, A. R. Junghans, T. Kögler, R. Massarczyk, A. Matic, R. Nolte, R. Schwengner und

- A. Wagner.
„*Characterization of the neutron beam at nELBE*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 723 (2013) 151–162.
- [Bey14] R. Beyer, R. Schwengner, R. Hannaske, A. R. Junghans, R. Massarczyk, M. Anders, D. Bemmerer, A. Ferrari, T. Kögler, M. Röder, K. Schmidt und A. Wagner.
„*Inelastic scattering of fast neutrons from excited states in ^{56}Fe* “.
Nuclear Physics A 927 (2014) 41–52.
- [Bie80] J. P. Biersack und L. G. Haggmark.
„*A Monte Carlo Computer Program for the Transport of energetic Ions in amorphous Targets*“.
Nuclear Instruments and Methods 174 (1980) 257–269.
- [Bre80] H. J. Brede, M. Cosak, G. Dietze, H. Gumpert, S. Guldbakke, R. Jahr, M. Kutscha, D. Schlegel-Bickmann und H. Scholermann.
„*The Braunschweig Accelerator Facility for fast Neutron Research*“.
Nuclear Instruments and Methods 169 (1980) 349–358.
- [Bri00] J. F. Briesmeister.
„*MCNP - a general Monte Carlo N-particle transport code*“.
Report LA13709.
Los Alamos National Laboratory, 2000.
- [Bud85] C. Budtz-Jørgensen, H.-H. Knitter und G. Bortels.
„*Assaying of Targets for Nuclear Measurements with a gridded Ionization Chamber*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 264 (1985) 630–640.
- [CAEN] CAEN S.p.A., Via della Vetraila, 11, 55049 Viareggio Lucca, Italy.
„*Technical Information Manual: MOD. V 874B*“ (2004).
- [Die82] G. Dietze und H. Klein.
„*NRESP4 and NEFF4*“.
Laborbericht PTB-ND-22.
Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig, 1982.
- [DOE] „*A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems*“.
GIF-002-00.
U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, 2002.
- [Dre04] P. Drexler.
„*Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik*“.
Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, Fachbereich 07, 2004.
- [Dup99] E. Dupont, P. Ribon, S. Kopecky und R. Shelley.
„*High resolution measurement of the neutron inelastic scattering cross section of ^{56}Fe* “.
JEF/DOC-791.
Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 1999.
- [ENDF] M. B. Chadwick, M. Herman et al.
„*ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data*“.
Nuclear Data Sheets 112 (2011) 2887–2996.

- [Fer05] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fassò und J. Ranft.
 „*Fluka: A multi-particle transport code*“.
 Report CERN-2005-10, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.
 CERN European Organization for Nuclear Research, 2005.
- [Fis83] U. Fischer und H. W. Wiese.
 „*Verbesserte konsistente Berechnung des nuklearen Inventars abgebrannter DWR-Brennstoffe auf Basis von Zell-Abbrand-Verfahren mit KORIGEN*“.
 Report KfK 3014, ORNL-tr-5043.
 Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1983.
- [Gab00] F. Gabriel, P. Gippner, E. Grosse, D. Janssen, P. Michel, H. Prade, A. Schamlott, W. Seidel, A. Wolf, R. Wünsch und ELBE-crew.
 „*The Rossendorf radiation source ELBE and its FEL projects*“.
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 161-163 (2000) 1143–1147.
- [Gay90] D. B. Gayther.
 „*International Intercomparison of Fast Neutron Fluence-Rate Measurements Using Fission Chamber Transfer Instruments*“.
 Metrologia 27 (1990) 221–231.
- [Han13] R. Hannaske, Z. Elekes, R. Beyer, A. R. Junghans, D. Bemmerer, E. Birgersson, A. Ferrari, E. Grosse, M. Kempe, T. Kögler, M. Marta, R. Massarczyk, A. Matic, G. Schramm, R. Schwengner und A. Wagner.
 „*Neutron total cross section measurements of gold and tantalum at the nELBE photoneutron source*“.
 The European Physical Journal A 49 (2013) 137.
- [Han14] R. Hannaske.
 „*Measurement of the photodissociation of the deuteron at energies relevant to Big Bang nucleosynthesis*“.
 Doktorarbeit, Technische Universität Dresden, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, 2014.
- [Har14] H. Harada, K. Shibata, K. Nishio, M. Igashira, A. Plompen, F.-J. Hambsch, P. Schillebeeckx, F. Gunsing, X. Ledoux, G. Palmiotti, R. Haight, J. Ullmann, F. Tovesson, R. Nelson, M. Herman, V. Pronyaev, D. Cano-Ott, A. R. Junghans, M. Calviani, K.-H. Schmidt, N. Otsuka, E. Dupont, S. Hoblit und E. Mendoza.
 „*Meeting Nuclear Data Needs for Advanced Reactor Systems*“.
 NEA/WPEC-31 Report NEA/NSC/WPEC/DOC(2014)446.
 Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2014.
- [Holt79] R. J. Holt, H. E. Jackson, R. M. Laszewski und J. R. Specht.
 „*High-resolution photoneutron study of E1 and M1 transitions in ^{208}Pb* “.
 Physical Review C 20 (1979) 93–114.
- [HPRL] NEA Nuclear Data High Priority Request List.
<http://www.oecd-nea.org/dbdata/hprl/index.html>.
- [Hub04] J. H. Hubbell und S. M. Seltzer.
 „*Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*“ (Version 1.4).
 Originally published as NISTIR 5632.
 National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2004.
<http://physics.nist.gov/xaamdi>.

- [HZDR] Homepage des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf.
<http://www.hzdr.de>.
- [JEFF] JEFF-3.1.1 evaluated data library.
http://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_31/index-JEFF3.1.1.html.
- [JENDL] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada und K. J.
„JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering“.
Journal of Nuclear Science and Technology 48 (2011) 1–30.
- [Jun11] H. Junde, H. Su und Y. Dong.
„Nuclear Data Sheets for $A = 56$ “.
Nuclear Data Sheets 112 (2011) 1513–1645.
- [Kin77] W. E. Kinney und F. G. Perey.
„High-Resolution Fast-Neutron Gamma-Ray Production Cross Sections for Iron up to 2100 keV“.
Nuclear Science and Engineering 63 (1977) 418–429.
- [Klu07] J. Klug, E. Altstadt, C. Beckert, R. Beyer, H. Freiesleben, V. Galindo, E. Grosse, A. R. Junghans, D. Légrády, B. Naumann, K. Noak, G. Rusev, K. D. Schilling, R. Schlenk, S. Schneider, A. Wagner und F.-P. Weiß.
„Development of a neutron time-of-flight source at the ELBE accelerator“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 577 (2007) 641–653.
- [Knoll] G. F. Knoll.
„Radiation Detection and Measurement“.
John Wiley & Sons, 2010, 4. Auflage.
Handsigniert.
- [Kra88] K. S. Krane.
„Introductory Nuclear Physics“.
John Wiley & Sons, 1988.
- [LANL] M. C. White, R. C. Little und M. B. Chadwick.
„Photonuclear Physics in MCNP(X)“.
Report LA-UR-99-4827.
Los Alamos National Laboratories, 1999.
- [Lav82] M. Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru und J. Vacher.
„Barium Fluoride - Inorganic scintillator for subnanosecond timing“.
Nuclear Instruments and Methods 206 (1982) 169–176.
- [LEA] *Lean Easy Analysis*, Version 3.2.
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt.
<http://www-win.gsi.de/lea/>.
- [Lide] D. P. Lide.
„Handbook of Chemistry and Physics“.
CRC Press LLC, Boca Raton, 2000, 81. Auflage.
- [MBS] *Multi-Branch-System*, Version 2.2.
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt.

https://www.gsi.de/de/work/organisation/wissenschaftlich-technologische_abteilungen/experiment_elektronik/datenverarbeitung/datenerfassung/mbs.htm?nr=%2Fproc%2Fself%2Fenvirom.

- [Mih04] L. C. Mihailescu, L. Olah, C. Borcea und A. J. M. Plompen.
„*A new HPGe setup at Gelina for measurement of gamma-ray production cross-sections from inelastic neutron scattering*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 531 (2004) 375–391.
- [Mug06] S. Mughabghab.
„*Atlas of neutron resonances*“.
Elsevier, 2006, 5. Auflage.
ISBN 978-0-444-52035-7.
- [NEA06] „*Physics and Safety of Transmutation Systems - A Status Report*“.
Report NEA No. 6090.
Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2006.
ISBN 978-92-64-99053-1.
- [NEA09] „*Nuclear Fuel Cycle Transition Scenario Studies*“.
Report NEA No. 6194.
Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2009.
ISBN 978-92-64-99068-5.
- [Nol07] R. Nolte, M. S. Allie, F. D. Brooks, A. Buffler, V. Dangendorf, J. P. Meulders, H. Schuhmacher, F. D. Smit und M. Weierganz.
„*Cross Sections for Neutron-Induced Fission of ^{235}U , ^{238}U , ^{209}Bi , and ^{nat}Pb in the Energy Range from 33 to 200 MeV Measured Relative to n-p Scattering*“.
Nuclear Science and Engineering 156 (2007) 197–210.
- [Nol11] R. Nolte und D. J. Thomas.
„*Monoenergetic fast neutron reference fields: II. Field characterization*“.
Metrologia 48 (2011) 274–291.
- [Nov93] R. Novotny.
„*The BaF₂ Spectrometer TAPS: A System for High Energy Photon and neutral Meson Detection*“.
Nuclear Tracks and Radiation Measurements 21 (1993) 23–26.
- [Per71] F. Perey, W. Kinney und R. Macklin.
„*High resolution inelastic cross section measurements for Na, Si, and Fe*“.
Proc. 3rd Int. Conf. Neutron Cross Sections Tech. C,71 KNOX, 1,197103 (1971) 191.
- [Pfe98] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius und W. Seelmann-Eggebert.
„*Karlsruher Nuklidkarte*“.
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Technik und Umwelt, 1998.
- [Pfei98] M. Pfeiffer.
„*Ansprechverhalten von BaF₂-Szintillationsdetektoren für nieder- und hochenergetische Photonen*“.
Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, II. Physikalisches Institut, 1998.
- [Plompen] A. Plompen. *Persönliche Mitteilung*.
Institute for Reference Materials and Measurements (IRMM), Geel, Belgien, 2013.

- [Roc04] D. Rochman, R. C. Haight, J. M. O'Donnell, M. Devlin, T. Ethvignot und T. Granier.
„*Neutron-induced reaction studies at FIGARO using a spallation source*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 523 (2004) 102–115.
- [Sal08] M. Salvatores, G. Aliberti, M. Dunn, A. Hogenbirk, A. Ignatyuk, M. Ishikawa, I. Kodeli, A. J. Koning, R. McKnight, R. W. Mills, P. Oblozinsky, G. Palmiotti, A. Plompen, G. Rimpault, Y. Rugama und W. S. Talou, P. Yang.
„*Uncertainty and target accuracy assessment for innovative systems using recent covariance data evaluations*“.
NEA/WPEC-26 Report NEA No. 6410.
Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2008.
ISBN 92-64-01082-3.
- [Sal11] M. Salvatores und G. Palmiotti.
„*Radioactive waste partitioning and transmutation within advanced fuel cycles: Achievements and challenges*“.
Progress in Particle and Nuclear Physics 66 (2011) 144–166.
- [Sal98] M. Salvatores, I. Slessarev, G. Ritter, P. Fougères, A. Tchistiakov, G. Youinou und A. Zaetta.
„*Long-lived radioactive waste transmutation and the role of accelerator driven (hybrid) systems*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 414 (1998) 5–20.
- [Schl02] D. Schlegel und S. Guldbakke.
„*Neutron Fluence Measurements with a Recoil Proton Proportional Counter*“.
Laborbericht PTB-6.41-2002-03.
Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig, 2002.
- [Schl05] D. Schlegel.
„*TARGET User's Manual*“.
Laborbericht PTB-6.42-05-2.
Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig, 2005.
- [Schw05] R. Schwengner, R. Beyer, F. Döna u, E. Grosse, A. Hartmann, A. R. Junghans, S. Mallion, G. Rusev, K. D. Schilling, W. Schulze und A. Wagner.
„*The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 555 (2005) 211–219.
- [She63] E. Sheldon.
„*Angular Correlation in Inelastic Nucleon Scattering*“.
Review of Modern Physics 35 (1963) 795–853.
- [Smi76] D. L. Smith.
„*Fast-Neutron Gamma-Ray Production from Elemental Iron: $E_n \leq 2 \text{ MeV}$* “.
Technischer Bericht ANL/NDM-20.
Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, USA, 1976.
- [TALYS] A. J. Koning, S. Hilaire und M. C. Duijvestijn.
„*TALYS-1.0*“.
Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, April 22–27, 2007, Nice, France, EDP Science (2008) 211–214.
<http://www.talys.eu>.

- [Tei03] J. Teichert, A. Büchner, P. Evtushenko, F. Gabriel, U. Lehnert, P. Michel und J. Voigtländer.
„*Results of beam parameter measurement of the ELBE electron accelerator after commissioning*“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 507 (2003) 354–356.
- [TENDL] A. J. Koning und D. Rochman.
„*TENDL-2010: TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library*“.
Nuclear Research and Consultancy Group, Petten, The Netherlands, 2010.
<ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2010/tendl2010.html>.
- [TOI] R. B. Firestone, V. S. Shirley, S. Y. F. Chu, C. M. Baglin und J. Zipkin.
„*Table of Isotopes*“ *CD ROM Edition, Version 1.0*.
Wiley-Interscience, March, 1996.
- [Vos71] F. Voß, S. Cierjacks und L. Kropp.
„*Measurement of High Resolution γ -Ray Production Cross Sections in Inelastic Neutron Scattering on Al and Fe between 0.8 and 13 MeV.*“.
Report KfK 1494.
Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1971.
- [Wag05] A. Wagner, P. Evtushenko, F. Herbrand, R. Jainsch und K. Leege.
„*An Interface for Online Beam Parameters at ELBE*“.
in Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-423, Seite 27.
Forschungszentrum Rossendorf, 2005.
- [Wis89] K. Wisshak, K. Guber, F. Käppeler, J. Krisch, H. Müller, G. Rupp und F. Voß.
„*The Karlsruhe 4π Barium Fluoride Detector*“.
Report KfK-4652.
Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1989.
- [Zie85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack und M. D. Ziegler.
„*SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter*“.
Lulu.com, 2008.
ISBN 0-9654207-1-X.

Publikationen und Präsentationen

Teile dieser Arbeit wurden bereits in verschiedenen Zeitschriften und Proceedings veröffentlicht und auf Tagungen präsentiert. Eine komplette Liste ist hier gegeben.

Publikationen:

1. **R. Beyer**, R. Schwengner, R. Hannaske, A.R. Junghans, R. Massarczyk, M. Anders, D. Bemmerer, A. Ferrari, T. Kögler, M. Röder, K. Schmidt, A. Wagner.
„Inelastic scattering of fast neutrons from excited states in ^{56}Fe “.
Nuclear Physics A 927 (2014) 41-52.
2. **R. Beyer**, E. Birgersson, Z. Elekes, A. Ferrari, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, T. Kögler, R. Massarczyk, A. Matic, R. Nolte, R. Schwengner, A. Wagner.
„Characterization of the neutron beam at nELBE“.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 723 (2013) 151-162.
3. R. Hannaske, Z. Elekes, **R. Beyer**, A.R. Junghans, D. Bemmerer, E. Birgersson, A. Ferrari, E. Grosse, M. Kempe, T. Kögler, M. Marta, R. Massarczyk, A. Matic, G. Schramm, R. Schwengner, A. Wagner.
„Neutron total cross section measurements of gold and tantalum at the nELBE photo-neutron source“.
The European Physical Journal A 49 (2013) 137.
4. **R. Beyer**, D. Bemmerer, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, M. Kempe, T. Kögler, R. Massarczyk, R. Nolte, R. Schwengner, A. Wagner.
„Fast neutron inelastic scattering at the nELBE facility“.
Journal of Instrumentation 7 (2012) C02020.
5. A.R. Junghans, E. Altstadt, **R. Beyer**, E. Birgersson, T. Cowan, A. Ferrari, D. Gehre, E. Grosse, R. Hannaske, A. Matic, K.D. Schilling, R. Schlenk, S. Schneider, R. Schwengner, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„The nELBE Neutron Time of Flight Facility“.
Journal of the Korean Physical Society 59 (2011) 1593-1596.
6. A. Ferrari, **R. Beyer**, E. Birgersson, J. Claussner, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, M. Kempe, T. Kögler, R. Massarczyk, A. Matic, K.D. Schilling, G. Schramm, R. Schwengner, A. Wagner, F.-P. Weiß, D. Yakorev.
„Optimization aspects of the new nELBE photo-neutron source“.
EPJ Web of Conferences 8 (2010) 05002.
7. A. Matic, **R. Beyer**, E. Birgersson, A. Ferrari, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, T. Kögler, R. Massarczyk, M. Mosconi, R. Nolte, K.D. Schilling, R. Schwengner, A. Wagner.
„Total neutron cross section for ^{181}Ta “.
EPJ Web of Conferences 8 (2010) 07006.

8. **R. Beyer**, E. Birgersson, A. Ferrari, D. Gehre, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, R. Massarczyk, A. Matić, R. Nolte, R. Schwengner, A. Wagner.
„Measurement of the inelastic neutron scattering cross section of ^{56}Fe “.
 EPJ Web of Conferences 8 (2010) 07007.
9. **R. Beyer**, E. Birgersson, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, A. Matić, M. Mosconi, R. Nolte, K.D. Schilling, R. Schwengner, A. Wagner.
„First measurements of inelastic neutron scattering at nELBE“.
 JRC Scientific and Technical Reports, EUR 23883 EN, JRC Geel (2010) 27.
10. E. Birgersson, E. Altstadt, C. Beckert, **R. Beyer**, H. Freiesleben, V. Galindo, E. Grosse, R. Hannaske, A.R. Junghans, J. Klug, A. Matić, M. Mosconi, R. Nolte, B. Naumann, K.D. Schilling, R. Schlenk, S. Schneider, R. Schwengner, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„Investigation of the experimental conditions at nELBE“.
 JRC Scientific and Technical Reports, EUR 23883 EN, JRC Geel (2010) 33.
11. A.R. Junghans, **R. Beyer**, E. Birgersson, E. Grosse, R. Hannaske, A. Matić, M. Mosconi, R. Nolte, K.D. Schilling, R. Schwengner, A. Wagner.
„Operation of the liquid lead loop at nELBE“.
 JRC Scientific and Technical Reports, EUR 23883 EN, JRC Geel (2010) 73.
12. A. Matić, R. Hannaske, **R. Beyer**, A. Dammrau, E. Birgersson, T. Kögler, E. Grosse, A.R. Junghans, A. Wagner.
„Testing fast digitizing data acquisition system (FDDAS) at FZD“.
 JRC Scientific and Technical Reports, EUR 23883 EN, JRC Geel (2010) 111.
13. **R. Beyer**, E. Grosse, K. Heidel, J. Hutsch, A.R. Junghans, J. Klug, A. Matić, R. Nolte, S. Röttger, M. Sobiella, A. Wagner.
„Proton-Recoil Detectors for Time-of-Flight Measurements of Neutrons with kinetic Energies from some Tens of keV to a few MeV“.
 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record N02-405 (2008) 1223.
14. A.R. Junghans, E. Altstadt, C. Beckert, **R. Beyer**, V. Galindo, E. Grosse, R. Hannaske, A. Matić, M. Mosconi, B. Naumann, R. Nolte, S. Röttger, K.D. Schilling, R. Schlenk, S. Schneider, R. Schwengner, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„The nELBE neutron time-of-flight facility“.
 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record N42-3 (2008) 2909.
15. J. Klug, E. Altstadt, C. Beckert, **R. Beyer**, H. Freiesleben, V. Galindo, E. Grosse, A.R. Junghans, D. Légrády, B. Naumann, K. Noack, G. Rusev, K.D. Schilling, R. Schlenk, S. Schneider, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„Development of a neutron time-of-flight source at the ELBE accelerator“.
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 577 (2007) 641-653.
16. **R. Beyer**, E. Grosse, K. Heidel, J. Hutsch, A.R. Junghans, J. Klug, D. Légrády, R. Nolte, S. Röttger, M. Sobiella, A. Wagner.
„Proton-recoil detectors for time-of-flight measurements of neutrons with kinetic energies from some tens of keV to a few MeV“.
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 575 (2007) 449-455.
17. J. Klug, E. Altstadt, C. Beckert, **R. Beyer**, H. Freiesleben, V. Galindo, M. Greschner, E. Grosse, A.R. Junghans, D. Légrády, B. Naumann, K. Noack, K.D. Schilling, R. Schlenk, S. Schneider, K. Seidel, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„Development of a neutron time-of-flight source at the ELBE accelerator“.
 Proceedings of Science FNDA2006 015 (2006).

18. J. Klug, E. Altstadt, C. Beckert, **R. Beyer**, H. Freiesleben, M. Greschner, E. Grosse, A.R. Junghans, B. Naumann, K. Noack, S. Schneider, K. Seidel, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„Development of a neutron time-of-flight source at the ELBE accelerator“.
Journal of Physics: Conference Series 41 (2006) 296-305.
19. E. Altstadt, C. Beckert, **R. Beyer**, H. Freiesleben, V. Galindo, M. Greschner, E. Grosse, A.R. Junghans, J. Klug, B. Naumann, S. Schneider, K. Seidel, A. Wagner, F.-P. Weiß.
„Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie - Abschlussbericht“.
Wissenschaftlich-Technische Berichte, FZR-426, Forschungszentrum Rossendorf, 2005.

Präsentationen (nur eigene):

- „*The TRAKULA joint research project*“
vorgetragen auf der „DPG Frhjahrtagung 2013“
an der Technischen Universität Dresden, Deutschland, 04.-08. März 2013.
- „*Neutron induced reactions at nELBE*“
vorgetragen beim „4th TRAKULA graduate seminar - Radiochemistry of the Actinides“
an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Deutschland, 21.-23. Mai 2012.
- „*Fast neutron inelastic scattering at the nELBE facility*“
vorgetragen beim „2nd International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications“
in Ein Gedi, Israel, 06.-11. November 2011.
- „*Inelastic scattering of fast neutrons at nELBE*“
vorgetragen beim „ITKP-Seminar“
an der Technische Universität Dresden, Deutschland, 12. Mai 2011.
- „*Fast neutron inelastic scattering*“
vorgetragen beim „GEDEPEON Workshop“
bei der NEA in Issy-les-Moulineaux, Frankreich, 29./30. November 2010.
- „*Fast neutron inelastic scattering*“
vorgetragen beim „1st TRAKULA Seminar“
bei der PTB in Braunschweig, Deutschland, 04.-06. Oktober 2010.
- „*Inelastic Neutron Scattering at nELBE*“
vorgetragen beim „Final Scientific EFNUDAT Workshop“
am CERN in Genf, Schweiz, 30. August - 02. September 2010.
- „*Measurement of the inelastic neutron scattering cross section of Fe-56*“
vorgetragen auf der „DPG Frhjahrtagung 2010“
an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms Universität Bonn, Deutschland, 15.-19. März 2010.
- „*Inelastic Neutron Scattering at nELBE*“
vorgetragen auf der „DPG Frhjahrstagung 2009“
an der Ruhr-Universität Bochum, Deutschland, 16.-20. März 2009.
- „*First measurements of inelastic scattering at nELBE*“
vorgetragen beim „EFNUDAT Fast neutrons - Scientific Workshop on Neutron Measurements, Theory and Applications“
am IRMM in Geel, Belgien, 28.-30. April 2009.
- „*The time-of-flight setup for inelastic neutron scattering measurements at nELBE*“
vorgetragen beim „EFNUDAT progress and general assembly meeting“
an der Universität Uppsala, Schweden, 01.-03. November 2008.
- „*Transmutation with fast neutrons*“
vorgetragen beim „3. Doktoranden Seminar des FZ Dresden Rossendorf“
in Limbach-Oberfrohna, Deutschland, 27.-29. August 2008.
- „*Experiments with Neutrons at ELBE*“
vorgetragen beim „1. Doktoranden Seminar des FZ Dresden Rossendorf“
in Oybin, Deutschland, 11.-13. Oktober 2006.

- *„Detection of neutrons with kinetic energy from 24 keV to 1.2 MeV with long plastic scintillators“*
vorgetragen beim „Workshop on neutron detectors for FAIR and other facilities“
am CIEMAT in Madrid, Spanien, 13./14. Juli 2006.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Es haben bisher keine erfolglosen Promotionsverfahren stattgefunden.

Die vorliegende Arbeit wurde am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. Thomas Cowan und Dr. Arnd R. Junghans angefertigt. Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden vom 23.02.2011 an.

Roland Beyer

Dresden, 7. März 2014